

# Geführte Atominterferometrie im optischen Wellenleiterpotential

Von der QUEST-Leibniz-Forschungsschule  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**

– Dr. rer. nat. –

genehmigte

**Dissertation**

von

**Dipl.-Phys. Sebastian R. Bode**

geboren am 15. Januar 1985 in Hannover

Referent: Prof. Dr. Ernst Maria Rasel  
Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover

Korreferent: Dr. Dennis Schlippert  
Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover

Korreferent: Prof. Dr. Enno Giese  
Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt

Tag der Promotion: 18.09.2023

---

# Zusammenfassung

Quantensensoren auf Basis ultrakalter Gase bieten auf Grund ihrer Genauigkeit und Stabilität große Vorteile gegenüber klassischen Sensoren in der Inertialsensorik, fundamentalen Physik, Metrologie und Geodäsie. Die Skalierung der Sensitivität gegenüber inertialen Kräften mit der Interferometergröße in der Raumzeit erfordert im Falle eines freifallenden Ensembles große Apparaturen. Eine Entkopplung der Interferometergröße von der Freifallzeit kann mit Hilfe geführter Atominterferometer erreicht werden.

Innerhalb dieser Arbeit wurde ein solches Experiment konzipiert und bis zur geführten Atominterferometrie realisiert. Diese Dissertation beschreibt den experimentellen Aufbau, dessen Charakterisierung, die Simulation kollektiver Anregungen beim Beladen des elongierten Wellenleiterpotentials, die Reduktion dieser anhand einer „Delta-Kick“ Manipulation sowie die Realisierung eines geführten Atominterferometers in dem quasi-1D optischen Wellenleiter.

Mit Hilfe verschiedener Kühlverfahren können zuverlässig Bose-Einstein Kondensate mit bis zu  $4 \cdot 10^5$  Atomen innerhalb von 19 s erzeugt und im magnetisch insensitiven Zustand der  $|F = 1\rangle$ -Mannigfaltigkeit präpariert werden. Die Diabaticität des anschließenden Transferprozesses für Dauern von  $t < 100$  s aus dem dreidimensional eingeschossenen Potential der gekreuzten Dipolfalle in das stark elongierte Potential des optischen Wellenleiters führt zu starken Quadrupoloszillationen. Eine geeignete zeitliche Variation des einschließenden Potentials mit Hilfe eines zusätzlichen transversal eingestrahlt Lichtfeldes führt zu einer Transformation der kinetischen in potentielle Energie. Die Oszillationsamplitude entlang der Interferometrieachse wird dabei um  $\sim 14$  dB von  $\Delta R_{TF} = 1500 \mu\text{m}$  auf  $\Delta R_{TF} = 72 \mu\text{m}$  gedämpft. Die korrespondierende maximale Impulsbreite während der Oszillation wird entsprechend von  $\Delta p_{\text{max}} = 1,7 \hbar k$  auf  $\Delta p_{\text{max}} = 0,07 \hbar k$  um den Faktor  $\sim 24$  reduziert.

Ein „Delta-Kick“ manipuliertes Quantengas dient als Quelle des Interferometers im Wellenleiter. Der schwache longitudinale Einschluss des Wellenleiterpotentials ermöglicht das Aufspannen eines beschleunigungssensitiven Interferometers entlang dieser Achse. Unter Verwendung von Doppel-Bragg Beugung wird das Wellenpaket in den Superpositionszustand aus  $|\pm 2 \hbar k\rangle$  überführt. Nach der Pulsseparationsdauer  $T$  werden die Impulse invertiert und das Mach-Zehnder Interferometer mit einem  $\pi/2$ -Puls geschlossen. Proportional zur wirkenden Kraft führt die Variation der Interferometerdauer  $2T$  zu einer quadratisch ansteigenden differentiellen Phase in den Interferometerarmen, welche durch die relative Atomzahl der Ausgangszustände bestimmt werden kann. Dieses Experiment zeigt die erste Realisierung eines geführten Mach-Zehnder Interferometers im Wellenleiter mit Doppel-Bragg Beugung. Es bietet bei gleichen Parametern eine Steigerung der Sensitivität um den Faktor zwei gegenüber (einfach) Bragg Interferometern aufgrund des größeren differentiellen Impulses der Wellenpakete. Die erreichten Interferometerdauern von  $2T = 14,8$  ms mit einer Sichtbarkeit von  $\nu \approx 5\%$  übertreffen die optisch geführten (einfach) Bragg Interferometer deutlich. Dies weist auf eine gesteigerte Robustheit gegenüber Laser-Phasenrauschen hin. Der Standardfehler  $\Delta a$  der vorherrschenden Beschleunigung  $a = 0,053 \text{ m/s}^2$  konnte zu  $\Delta a = 1,63 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$  bestimmt werden.

**Schlüsselwörter:** Bose-Einstein Kondensat, Wellenleiter, Kollektive Anregungen, Geführte Atominterferometrie, Delta-Kick Manipulation



---

# Abstract

Sensors based on ultra-cold quantum gases offer advantages over classical sensors in inertial sensing, fundamental physics, metrology and geodesy due to their potential for high accuracy and stability. In the case of free-falling wave packets, the linear scaling of the sensitivity with the interferometer's size in space-time normally requires large experimental setups. A decoupling of the interferometer's size from the free fall time is achieved by guided atom interferometry.

Within this work a guided atom interferometer is built from scratch. This dissertation describes the experimental setup, its characterization, the simulation of collective excitations through loading the elongated waveguide potential, the reduction of oscillation modes by a delta-kick manipulation and the implementation of a guided atom interferometer in a quasi-1D optical waveguide.

Successively applying various cooling techniques, quantum degenerate gases with up to  $4 \cdot 10^5$  atoms can be formed within an experimental sequence of 19 s. A subsequent microwave-driven transfer of the wave packet to the magnetically insensitive state of the  $|F = 0\rangle$  manifold prepares for subsequent atom interferometry. The transfer of the atoms from the 3D confining potential of the crossed optical dipole trap to the elongated potential of the optical waveguide is highly diabatic for durations  $t < 100$  s which gives rise to strong quadrupole oscillations. A suitable temporal variation of the confining potential by an additional, transversally injected light field leads to a transformation of the wave packet's kinetic energy into potential energy. The maximum oscillation amplitude along the interferometric axis is thereby reduced by  $\sim 14$  dB from  $\Delta R_{TF} = 1500 \mu\text{m}$  to  $\Delta R_{TF} = 72 \mu\text{m}$ . The corresponding maximum momentum width is reduced by a factor of  $\sim 24$  from  $\Delta p_{\text{max}} = 1,7 \hbar k$  to  $\Delta p_{\text{max}} = 0,07 \hbar k$ .

A delta-kick manipulated quantum gas serves as the source of the interferometer in the waveguide. The weak longitudinal confinement of the waveguide potential allows for spanning an acceleration-sensitive interferometer along this axis. Using double Bragg diffraction, the wave packet is transformed into the superposition state  $|\pm 2 \hbar k\rangle$ . After the pulse separation time  $T$  the momenta are inverted and the Mach-Zehnder interferometer is closed with a  $\pi/2$ - pulse.

Proportionally to the acting force, the variation of the interferometer duration  $2T$  leads to a quadratically increasing differential phase in the interferometer arms, which can be determined by the relative atomic number of the initial states. This experiment shows the first realization of a guided Mach-Zehnder atom interferometer in a waveguide with double Bragg diffraction. Compared to single Bragg interferometers with the same set of parameters, the double Bragg configuration offers an increase of sensitivity by a factor two. Moreover, the achieved interferometer durations of  $2T = 14.8$  ms with a visibility of  $\nu \approx 5\%$  clearly exceed optically guided single Bragg interferometers. This indicates an increased robustness against phase noise caused by vibrations. The standard error  $\Delta a$  of the prevailing acceleration  $a = 0.053 \text{ m/s}^2$  is determined to be  $\Delta a = 1.63 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$ .

**Keywords:** Bose-Einstein Condensate, Collective Excitations, Wave Guide, Guided Atom Interferometry, Delta-Kick Manipulation



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Bose-Einstein Kondensation . . . . .	1
1.2. Kollektive Anregungen . . . . .	2
1.3. Atominterferometrie . . . . .	3
1.4. Geführte Atominterferometrie . . . . .	4
1.5. Gliederung dieser Arbeit . . . . .	5
<b>2. Der Experimentaufbau</b>	<b>7</b>
2.1. Das Ultrahochvakuumssystem . . . . .	7
2.1.1. Der Vakuumaufbau . . . . .	7
2.1.2. Intensive Quelle langsamer Atome (LVIS) . . . . .	9
2.1.3. Das Vakuumpumpensystem . . . . .	10
2.2. Das Kühlwassersystem . . . . .	11
2.3. Das Lasersystem . . . . .	11
2.3.1. Das Lasersystem zur Kühlung der Atome . . . . .	12
2.3.2. Die Frequenzstabilisierung . . . . .	14
2.3.3. Das Lasersystem zur Atominterferometrie . . . . .	15
2.4. Magnetfeldkompensation . . . . .	17
2.4.1. Kompensationsspulen Aufbau . . . . .	18
2.4.2. Strom- und Magnetfeldstabilisierung . . . . .	19
2.5. Der Magnetfallenaufbau . . . . .	21
2.5.1. Die Hauptspulen . . . . .	21
2.5.2. Schaltungslogik . . . . .	22
2.5.3. Stromstabilisierung der Hauptspulen . . . . .	23
2.6. Die Mikrowelle . . . . .	23
2.6.1. Die Mikrowellenquelle . . . . .	24
2.6.2. Die Mikrowellenantenne . . . . .	26
2.7. Das Abbildungssystem . . . . .	27
2.7.1. Die Absorptionsabbildung . . . . .	28
2.7.2. Horizontale Fluoreszenz-Detektion . . . . .	30
2.8. Computergestützte Experimentsteuerung . . . . .	31
2.8.1. Die Experimentsteuerungssoftware . . . . .	33
2.9. Die optische Dipolfalle . . . . .	34
2.10. Das Lasersystem der optischen Dipolfalle . . . . .	35
2.10.1. Erzeugung des optischen Delta-Kick Potentials . . . . .	37

<b>3. Die Kühlung bis zur Quantenentartung</b>	<b>39</b>
3.1. Zeitliche Übersicht des Experimentzyklus . . . . .	39
3.2. Intensive Quelle langsamer Atome (LVIS) . . . . .	40
3.3. Die magneto-optische Falle . . . . .	42
3.4. Die optische Melasse . . . . .	44
3.5. Die optische Zustandspräparation . . . . .	44
3.6. Die Magnetfalle und Mikrowellenevaporation . . . . .	46
3.6.1. Beladen der Magnetfalle . . . . .	47
3.6.2. Die Mikrowellenevaporation . . . . .	48
3.6.3. Majorana-Verluste . . . . .	51
3.7. Die optische Dipolfalle . . . . .	52
3.7.1. Justage der ODT . . . . .	54
3.7.2. Beladen der ODT . . . . .	55
3.8. Bose-Einstein Kondensation . . . . .	57
3.9. Mikrowelleninduzierte Zustandspräparation . . . . .	61
3.10. Einordnung der Ergebnisse . . . . .	63
<b>4. Optisch geführte Atome</b>	<b>65</b>
4.1. Adiabaticität . . . . .	65
4.1.1. Adiabaticitätskriterium für das Umladen im harmonischen Potential . . . . .	66
4.1.2. Quadrupoloszillationen . . . . .	67
4.2. Der Skalierungsansatz . . . . .	68
4.3. Sequenz zum Beladen des Wellenleiters . . . . .	69
4.3.1. Kollektive Anregungen im Wellenleiter . . . . .	70
4.3.2. Dämpfungseffekte kollektiver Anregungen . . . . .	71
4.3.3. Kondensation in der asymmetrischen Falle . . . . .	72
4.4. Fragmentierung . . . . .	73
4.5. Simulation der Oszillationsdynamik . . . . .	73
4.5.1. Dynamik bei der Kompression ( $T_1$ ) . . . . .	75
4.5.2. Dynamik während der Dekompression ( $T_3$ ) . . . . .	77
4.5.3. Haltezeit ( $T_4$ ) . . . . .	78
4.5.4. Die Delta-Kick Manipulation ( $T_5$ ) . . . . .	79
4.6. Experimentelle Realisierung der Abkürzung zur Adiabaticität . . . . .	81
4.7. Einordnung der Ergebnisse . . . . .	83
<b>5. Optisch geführtes Atominterferometer</b>	<b>85</b>
5.1. Magnetisch vs. optisch geführte Atominterferometer . . . . .	86
5.2. Grundlagen der Licht-Puls Interferometrie . . . . .	86
5.2.1. Doppel-Bragg-Beugung . . . . .	87
5.2.2. Das Mach-Zehnder Interferometer . . . . .	88
5.3. Experimentelle Realisierung des Interferometers . . . . .	89
5.3.1. Die Interferometriesequenz . . . . .	91

---

5.3.2.	Charakterisierung der Doppel-Bragg-Beugung . . . . .	92
5.4.	Ergebnisse des Mach-Zehnder Interferometers . . . . .	93
5.4.1.	Sichtbarkeitsreduzierende Effekte . . . . .	94
5.5.	Einordnung der Ergebnisse . . . . .	99
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>101</b>
<b>A.</b>	<b>Anhang</b>	<b>109</b>
A.1.	Stuerelektronik . . . . .	109
A.2.	Software . . . . .	110
A.2.1.	Übersicht des LabVIEW Codes . . . . .	110
A.2.2.	Programmcode der Mikrowelle . . . . .	112
A.2.3.	Arduino Code . . . . .	112
A.3.	Elektronik . . . . .	116
A.3.1.	Spulenlogik . . . . .	116
A.3.2.	Aufbau zur Messung der Schaltgeschwindigkeit der Mikrowelle . . . . .	116
A.4.	Lasersystem . . . . .	117
A.4.1.	Aufbau Modulationstransferspektroskopie . . . . .	117
A.4.2.	Gittermonochromator zur Reduktion des ASE . . . . .	118
A.5.	Zeitlich gemittelte optische Potentiale . . . . .	118
A.6.	Bestimmung der Fallenfrequenzen . . . . .	119
A.7.	Lebensdauer und Schwerpunktbewegung im Wellenleiter . . . . .	121
A.7.1.	Charakterisierung der Lebensdauer im Linsepotential . . . . .	121
A.7.2.	Hauptkomponentenanalyse (PCA) . . . . .	122
A.8.	Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	123
A.9.	Das Freifall Interferometer . . . . .	124
A.10.	Anhang zum Interferometerkontrast . . . . .	125
<b>Glossar</b>		<b>129</b>



# Einleitung

Interferometer sind heutzutage die präzisesten Messapparaturen einer Vielzahl physikalisch relevanter Parameter, wie z.B. differentieller Längenänderungen in der Gravitationswellendetektion oder Rotationen und Beschleunigungen in der angewandten Physik und Grundlagenforschung. Ausgehend von der Entwicklung des ersten Interferometers mit Licht [1] wurde dieses Forschungsfeld sukzessive um die Interferometrie mit Materie erweitert. Beginnend mit leichten Teilchen wie Neutronen [2] und Elektronen [3] wurden Interferometer mit Neutralatomen [4, 5], großen Molekülen [6] und mesoskopischen Quantenobjekten - dem Bose-Einstein Kondensat [7, 8] - entwickelt. Im Speziellen bietet die Atominterferometrie mit Neutralatomen das Potential die klassischen Sensoren in hoch dynamischen sowie "ruhigen" Umgebungen zu ergänzen oder sogar zu ersetzen.

Die Sensitivität neutraler Atome gegenüber der Gravitation durch ihre Masse, gegenüber elektrischen Feldern durch ihre elektrische Polarisierbarkeit und gegenüber magnetischen Feldern durch ihr magnetisches Moment fordern einerseits eine gute Kontrolle der Umgebungsparameter, bieten andererseits jedoch bei der Atominterferometrie eine vielseitige Anwendung zur Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade der Atome. Die erreichbare Genauigkeit eines Atominterferometers ist maßgeblich durch die aufgespannte Fläche und den Interferometerkontrast gegeben. Imperfektionen der Phasenfronten der Interferometrielichtpulse und die Expansion des atomaren Ensembles sind zwei Ursachen für einen möglichen Kontrastverlust des Interferometers. Um deren Einflüsse zu minimieren, werden immer kältere und kompaktere atomare Ensembles in der Atominterferometrie angestrebt.

Die Erweiterung eines Atominterferometers um ein einschließendes Potential ermöglicht das Halten der Atome gegen die Gravitation während der Interferometrie. Diese Technik entkoppelt die Interferometerdauer  $T$  von der Größe der Messapparatur, limitiert die radiale Ausbreitung des Ensembles und bietet die Möglichkeit einer deutlichen Kompaktifizierung atominterferometriebasierter Sensoren.

Diese Dissertation befasst sich mit dem Bau und der Realisierung eines solchen, im optischen Wellenleiter geführten, Atominterferometers. Für die Materiewellen-Interferometrie wird ein Bose-Einstein Kondensat (siehe Abschn. 1.1) erzeugt und anschließend in den optischen Wellenleiter transferiert. Dabei führt die Änderung der Potentialgeometrie zur Ausbildung kollektiver Anregungen (siehe Abschn. 1.2) in Form von Quadrupoloszillationen, welche durch eine geeignete "Delta-Kick" Manipulation deutlich reduziert werden konnte. Das geführte Interferometer wird mit Hilfe der Doppel-Bragg Beugung aufgespannt und ermöglicht die Messung von Beschleunigungen entlang des horizontal ausgerichteten Wellenleiters (siehe Abschn. 1.4).

## 1.1. Bose-Einstein Kondensation

Das Bose-Einstein Kondensat (Bose-Einstein condensate, kurz: BEC) ist ein spezieller Zustand ununterscheidbarer Atome. Die durch Kühlung induzierte Erhöhung der Phasenraumdichte

führt nahe des absoluten Nullpunkts der Temperatur zu einer makroskopischen Besetzung des Grundzustandes des Potentials. Die damit einhergehende Änderung der Dichteverteilung von einer reinen Gauß-Verteilung hin zur bimodalen Verteilung zeugt hier von dem Phasenübergang ins quantenentartete Regime.

Dieser Quantenzustand wurde 1925 von Albert Einstein [9] auf Basis der Berechnungen von Satayendra N. Bose [10] vorhergesagt. Mit der ersten Realisierung im Jahr 1995 [11–13] wurde das Forschungsfeld der ultrakalten Quantengase experimentell zugänglich und wächst seitdem stetig. Die sehr gute theoretische Beschreibbarkeit des BECs und die hohe Reproduzierbarkeit sowie die starke Isolation von dessen Umgebung durch das Ultrahochvakuum, gepaart mit der Möglichkeit kontaktloser Manipulation interner und externer Freiheitsgrade durch Licht- und Magnetfelder machen, BECs zu einem einzigartigen Werkzeug der modernen Physik. BECs finden heute nicht nur Anwendung in der experimentellen Untersuchung fundamentaler atomarer und molekularer Wechselwirkungen, sondern dienen häufig als Quelle zur Emulation schwer zugänglicher Systeme in der Festkörperphysik [14, 15], Forschung zu Hochtemperatursupraleitern [16], der physikalischen Chemie [17] und Metrologie [8, 18, 19].

## 1.2. Kollektive Anregungen

Kollektive Anregungen sind ähnlich den Quasiteilchen emergente Phänomene eines Vielteilchensystems, unterscheiden sich jedoch in den Eigenschaften des Trägers. Während ein Quasiteilchen, z.B. ein Defektelektron, in einem Kristall mit einer effektiven Masse  $-m_{me}^*$  fermionischer Natur ist, wird für bosonische Elementaranregungen von einer kollektiven Anregung gesprochen. Ein prominentes Beispiel einer kollektiven Anregung ist das Phonon<sup>1</sup>.

Die vielfältige Manipulierbarkeit und Reinheit ultrakalter Gase ebneten den Weg zur Überprüfung theoretischer Vorhersagen und zum Verständnis schwer zugänglicher Systeme in der Physik. So wurde das Potential des BECs als System zur Untersuchung kollektiver Anregungen in Vielteilchensystemen schnell erkannt. Die Betrachtung kollektiver Anregungen ermöglicht die Extraktion vieler Parameter des atomaren Ensembles, wie der Anregungswellenlänge  $\lambda$ , der Heilungslänge  $\xi$  und der mittleren freien Weglänge der Kollisionen zwischen thermischen und kondensierten Anregungen [21]. Durch die Wahl der Evaporationstiefe bei der Erzeugung des BECs lassen sich diese zusätzlich für verschiedene Temperaturregime bestimmen [22–24].

Experimentelle Realisierungen kollektiver Anregungen in der Quantenoptik begannen mit atomaren Ensembles, deren Temperaturen  $T$  deutlich unterhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  gewählt wurde. Diese Systeme ermöglichen eine einfache theoretische Beschreibung, da der thermische Anteil des Ensembles vernachlässigt werden kann. Die Erzeugung kollektiver Anregungen beruht auf der Modulation der Fallenfrequenz [21, 22, 25], zeitlicher Veränderungen der s-Wellen Streulänge [26] oder, wie in dieser Arbeit beschrieben, auf einer starken Änderung der Geometrie des Fallenpotentials [27, 28]. Durch die Auslenkung aus dem Gleichgewichtszustand entwickeln sich während der Modulation die kollektiven Anregungsmoden und können in Form von Dichteoszillationen oder Masseschwerpunktsbewegungen detektiert werden [22]. Auf Basis dieser Messungen konnten die Eigenmoden verschiedener Symmetrien identifiziert werden. Wiederholungen dieser Messungen an atomaren Ensembles mit thermischem Anteil zeigten den Energietransfer zwischen den zwei Komponenten des Gases.

<sup>1</sup>Die genaue Unterscheidung zwischen Quasiteilchen und kollektiver Anregung auf Grund ihres Spins ist eine mögliche Definition, entspricht jedoch nicht einer allgemein vereinbarten Definition [20].

Die exzellente Übereinstimmung der theoretisch vorhergesagten [29–31] und experimentell bestimmten [22, 24] Oszillationsfrequenzen ist eine der ersten großen Errungenschaften dieses Forschungsfeldes. Die Nichtlinearität des Systems führt des Weiteren zur Dämpfung [32–34] und Kopplung [27, 35] von Oszillationsmoden, Frequenzverschiebungen [23, 36] sowie der Auslöschung und Wiederaufnahme von kollektiven Anregungen [37].

Ein weiteres Feld der aktuellen Forschung ist die Erzeugung und Untersuchung der Interaktionen von Solitonen im Kondensat [38, 39]. Diese beruhen auf der durch die Atom-Atom-Wechselwirkung hervorgerufenen Nichtlinearität des Ordnungsparameters und können bei negativen Streulängen entstehen. Die Verwendung von Solitonen in geführten Atominterferometern wurde 2014 erstmals demonstriert [40] und zeigte auf Grund der Abwesenheit der Dispersion einen signifikanten Anstieg der Signalsichtbarkeit für lange Interferometriedauern.

### 1.3. Atominterferometrie

Die Welleneigenschaften von Licht und Materie bilden einen der elementaren Grundsätze in der Physik. Das Hauptmerkmal dieser Eigenschaften gegenüber dem Teilchencharakter stellt die Möglichkeit der Interferenz von Licht- oder Materiewellen dar. Die erste Demonstration dieses Effektes gelang Thomas Young im Jahr 1802 mit Sonnenlicht an einem Doppelspalt [41]. Die Entwicklung des ersten Lasers 1960 [42] ermöglichte die Verwendung optischer Strahlungsquellen mit signifikanter Kohärenzlänge im Bereich der Interferometrie.

Die Materiewelleninterferometrie hat ihren Ursprung 1956 in der ersten Demonstration von Elektronen- [43, 44] und Neutroneninterferometern [45]. Die Herausforderung bei der Interferometrie mit Atomen besteht in deren kurzer de-Broglie-Wellenlänge [46] bei Raumtemperatur. So gelang es erst 1991 Interferometer mit massiven Teilchen wie Heliumkernen [46] und lasergekühlten Natriumatomen mittels stimulierter Ramanübergänge [47] zu realisieren. Ausgehend von diesen Experimenten hat sich das Feld durch die massive Verbesserung der atomaren Laserkühleffizienz stark gewandelt. So basieren die heute eingesetzten Atominterferometer auf der Verwendung lasergekühlter Atomwolken mit Kohärenzlängen im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Verwendung finden diese in der Messung von Beschleunigungen wie der lokalen Gravitation [48–50] und deren Gradienten [51], Rotationen [52], der Feinstrukturkonstante [53, 54], der Gravitationskonstante [51] und des Eötvös-Verhältnisses in der fundamentalen Physik [55].

Die Sensitivität  $\Delta a$  am Beispiel eines Mach-Zehnder Atominterferometers zur Messung einer Beschleunigung  $a$  mit einer einzelnen Aufnahme ist durch

$$\Delta a = \frac{1}{\sqrt{N} k_{\text{eff}} T^2 v}$$

gegeben und setzt sich aus vier Komponenten zusammen: Der im Interferometer verwendeten Atomzahl  $N$ , der zur Separation genutzten differentiellen Wellenvektoren  $k_{\text{eff}}$ , der Separationszeit zwischen den Pulsen  $T$  und der Signalsichtbarkeit (*engl. fringe visibility*)  $v$ .

Der Einfluss der Atomzahl  $N$  auf die Sensitivität des Atominterferometers skaliert mit  $\sqrt{N}$ . Dies ist eine direkte Folge der Binomialverteilung. Für einen  $N$ -maligen Münzwurf mit einer fairen Münze beträgt der Erwartungswert Zahl bzw. Kopf zu erhalten 50 %. Die Standardabweichung skaliert bei dieser Anordnung mit  $1/\sqrt{N}$ . Selbiges gilt für die Atome im Ensemble beim Auslesen des Interferometers. Hier beschreibt diese Limitierung das Quantenprojektionsrauschen, welche für ultrakalte Gase mit Hilfe der Quantenverschränkung auf  $1/N$  reduziert werden

kann [56]. Der Wellenvektor  $k_{\text{eff}}$ , mit der das Ensemble während des Strahlteilerpulses separiert wird, definiert die Pfade, die das Interferometer aufspannen. Eine Erhöhung der Sensitivität wird durch die Vergrößerung der aufgespannten Fläche erreicht. Ein geeignetes Mittel bietet hier neben der Verlängerung der Interferometriedauer die Verwendung von Bragg-Gittern [57] und Multiphoton-Übergängen [58]. Die Signalsichtbarkeit  $\nu$  des Interferometers beschreibt die Amplitude der sinusförmigen Ausgleichskurve des Interferometriesignals. Liegt während der Interferometrie eine perfekte Kohärenz der Atome vor, tragen alle Atome zum Interferometriesignal bei und die Signalsichtbarkeit entspricht  $\nu = 1$ . Interferieren nicht alle Atome oder variiert die aufgeprägte Phase über das Ensemble, so nimmt die Signalsichtbarkeit ab ( $\nu < 1$ ). Für  $\nu = 0$  ist das Interferometer außer Stande eine Messung des Signals durchzuführen. Zuletzt hängt die Sensitivität des Atominterferometers quadratisch mit der Dauer  $T$  zwischen den Strahlteiler- und Spiegelpulsen zusammen. Dies ist in diesem Interferometertyp eine direkte Folge der Skalierung der aufgespannten Raumzeitfläche mit  $\propto k_{\text{eff}} \cdot T^2$ .

Die starke Abhängigkeit der Sensitivität von der Interferometriedauer erfordert für erdgebundene Experimente Aufbauten mit immer größerer Basislinie. Die modernsten Interferometer ermöglichen eine Interferometriedauer von  $\sim 3$  s bei einer Freifalllänge von 10 m [59–61].

## 1.4. Geführte Atominterferometrie

Gegenüber Atominterferometern mit frei fallenden Atomen versprechen geführte Interferometer kompakte Experimente mit langen Interferometriedauern  $T$ .

Geführte Atominterferometer können in zwei Klassen unterteilt werden: Zum einen Interferometer mit dreidimensional eingeschlossenen Ensembles (im Folgenden Interferometer mit gefangenen Atomen genannt), deren Strahlteilung und Pfade alleinig durch die externen (3D-) Potentiale vorgegeben sind [62–65]. Zum anderen Interferometer deren Atome mit Hilfe eines in 2D einschließenden Potentials gegen die Gravitation gehalten werden und deren Ausbreitung ähnlich eines Lichtwellenleiters auf die verbleibende, dritte Raumachse begrenzt wird [66–70]. Für die Interferometrie mit gefangenen Atomen wird das Ensemble nach vorheriger Präparation in einer harmonischen Falle in ein Doppelmuldenpotential transferiert. Das Aufspannen und Schließen des Interferometers erfolgt dann entweder durch ein kontrolliertes Tunneln durch die Barriere [65, 71] oder durch die Deformation des Potentials [72]. Bei der geführten Interferometrie in einem Wellenleiter wird das Ensemble aus einer dreidimensionalen Falle adiabatisch in ein stark elongiertes Potential transferiert (siehe Abb. 1.1). Zum Aufspannen des Interferometers werden analog zur Freifallinterferometrie Bragg- oder Raman-Lichtpulse verwendet. Für ein Interferometer in Mach-Zehnder-Konfiguration wird das Ensemble mit Hilfe eines Strahlteilerpulses ( $\pi/2$ -Puls) aufgespalten. Nach der halben Interferometriedauer  $T$  werden die Impulse der Teilensembles durch einen Spiegelpuls<sup>2</sup> ( $\pi$ -Puls) invertiert und das Interferometer zum Zeitpunkt  $2T$  mit einem weiteren  $\pi/2$ -Puls geschlossen [66, 67]. Die Interferometriedauer ist bei geführten Atominterferometern primär durch die Atom-Atom-Wechselwirkungen und die Interaktion mit dem einschließenden Potential limitiert. Experimentell [73] sowie theoretisch [75, 76] konnte für geführte Interferometer gezeigt werden, dass der Kontrastverlust des Interferometers durch eine Verringerung der Ensembledichte deutlich verringert werden kann. Dies kann

<sup>2</sup> Im Falle eines Wellenleiterpotentials mit einschließendem Gradienten entlang der Interferometriechse wurde von Burke et al. [73] und Horikoshi et al. [74] das Potential anstelle der Spiegelpulse zum Umkehren des Impulses verwendet.

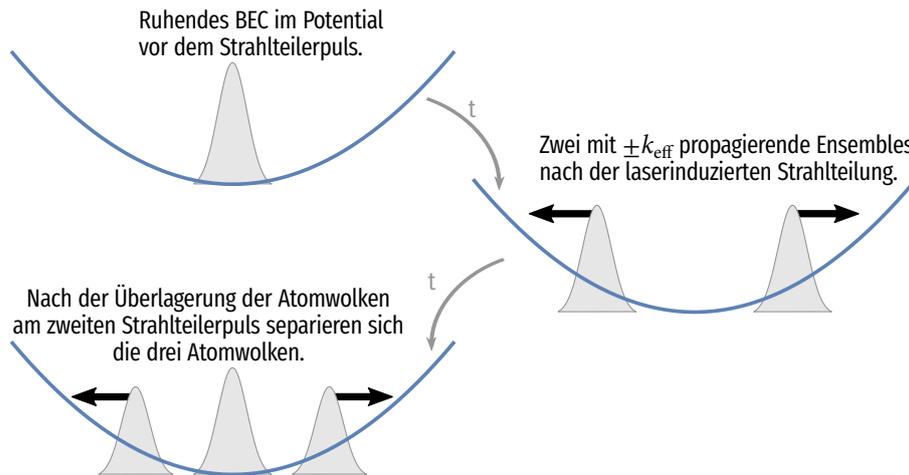


ABBILDUNG 1.1.: Illustration eines geführten Mach-Zehnder-Atominterferometers. Das ruhende atomare Ensemble wird mit Hilfe von Doppel-Bragg-Pulsen in zwei mit  $\pm k_{\text{eff}}$  propagierende Wellenpakete aufgespalten. Die Propagation der Teilwellen wird nach der Dauer  $T$  durch einen weiteren Lichtpuls umgekehrt und zur Interferenz gebracht. Die Interferometerphase wird über die Atomzahlverteilung der Interferometerausgänge bestimmt.

einerseits durch die Reduzierung der Fallenfrequenzen oder, wie in dieser Arbeit beschrieben, durch eine Reduktion der Atomzahl realisiert werden.

## 1.5. Gliederung dieser Arbeit

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Realisierung eines geführten Atominterferometers mit einem "Delta-Kick"-manipulierten BEC in einem quasi-1D optischen Potential. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das QPORT<sup>3</sup> Experiment von der Planung bis zur Demonstration des ersten Mach-Zehnder Interferometers mit Doppel-Bragg Beugung in einem optischen Wellenleiter realisiert. Die vorliegende Arbeit ist in folgende Kapitel unterteilt:

Im folgenden Kapitel 2 wird auf den Aufbau des QPORT Experimentes eingegangen. Die Vakuumapparatur, die Lasersysteme zur Kühlung und Manipulation der Atome sowie die verwendete Elektronik und Software werden detailliert dargestellt und charakterisiert.

In Kapitel 3 werden die einzelnen Schritte zur Kühlung der Atome ins quantenentartete Regime vorgestellt und die jeweiligen Resultate diskutiert. Entsprechend der Experimentsequenz wird auf die Vorkühlung in der Quelle langsamer Atome (*kurz*: LVIS) zur Erzeugung eines kalten Atomstrahls, die dreidimensionale Kühlung in der magneto-optischen Falle und der optischen Melasse sowie die Mikrowellenevaporation in der Magnetfalle eingegangen. Des Weiteren wird das Beladen der optischen Dipolfalle beschrieben und die Kondensation der Atome charakterisiert. Das Kapitel schließt mit den Resultaten zur Präparation des Ensembles im magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ .

Die Verwendung des BECs als Quelle zur geführten Atominterferometrie erfordert einen Transfer des Wellenpakets in das quasi eindimensionale Potential des optischen Wellenleiters. Die Diabatizität dieses Prozesses führt zur Ausbildung kollektiver Anregungen.

In Kapitel 4 werden die entstehenden Oszillationen des Ensembles experimentell charakterisiert und simuliert. Insbesondere wird in diesem Abschnitt auf die Abhängigkeit der Oszillationsam-

<sup>3</sup>Kunstwort aus den Begriffen: Quantum & Transport.

plitude von der Transferdauer und die "Delta-Kick"-Manipulation [77] eingegangen. Es wird erläutert wie sich durch die geschickte zeitliche Variation des externen Potentials eine starke Unterdrückung der Oszillationen erreichen lässt.

Die erstmalige Realisierung eines geführten Atominterferometers in einem optischen Wellenleiter mit Hilfe von Doppel-Bragg Beugung wird in Kapitel 5 beschrieben und charakterisiert. Im Speziellen wird die Abhängigkeit der Sichtbarkeit des Interferometers von der Atomzahl, Ensemblegröße und dessen Impulsbreite untersucht.

Die Dissertation schließt mit dem Ausblick.

# Der Experimentaufbau

Die Erzeugung und Manipulation quantenentarteter Ensembles stellt hohe Anforderungen an die Elektronik, optischen Aufbauten und das Vakuumsystem. In diesem Kapitel wird auf den Experimentaufbau und dessen Charakterisierung eingegangen. Das Vakuumsystem dient der Entkopplung des atomaren Systems von dessen Umwelt und ermöglicht mit einem Druck von  $5,5 \cdot 10^{-11}$  mbar eine Lebensdauer des Ensembles von  $\tau = 44,6$  s in der Magnetfalle. Die Kompensation magnetischer Felder ist mittels aktiv stabilisierter Anti-Helmholtz-Spulen in den drei Raumrichtungen realisiert. Im Folgenden werden die zur Kühlung und Manipulation benötigten Lasersysteme und die Mikrowellenquelle vorgestellt. Die Experimentsteuerung ermöglicht die manuelle und automatisierte Kontrolle über die Experimentparameter. Die relevanten Informationen der Ensembleparameter können mit Hilfe der vertikalen Absorptionsabbildung und horizontalen Fluoreszenzdetektion bestimmt werden. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung des experimentellen Aufbaus zur Erzeugung optischer Potentiale.

## 2.1. Das Ultrahochvakuumsystem

Kollisionen mit Atomen des thermischen Hintergrundgases führen zu Heizprozessen und bilden einen dominanten Verlustkanal des BECs in der optischen Dipolfalle. Aufgrund dessen werden die, in dieser Dissertation beschriebenen Experimente, in einem Ultrahochvakuumsystem durchgeführt. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Vakuumanlage sowie dessen verwendete Komponenten.

### 2.1.1. Der Vakuumaufbau

Das für dieses Experiment entworfene Vakuumsystem besteht aus drei Hauptkomponenten: Der Vakuumpumpenregion, der transversalen Vorkühlstufe LVIS (engl. *Low Velocity Intense Source of atoms*) und der Hauptkammer (siehe Abb. 2.1).

Die LVIS- und die Hauptkammer sind über ein 10 cm langes Certal<sup>®</sup>-Rohr verbunden. Als Dichtmaterial wurde Bleidraht [*Sigma-Aldrich, diam. 1 mm, 99,99 % trace metals basis, 265888-8.9*] verwendet. Eine  $\varnothing = 2$  mm Lochbohrung (7 mm Tiefe) im Retroreflexspiegel der LVIS bildet zusammen mit einer konischen 33 mm langen Bohrung im Innern des Verbindungsrohrs die differentielle Pumpstufe (siehe Kap. 2.1.2). Diese bewirkt durch die starke Reduktion des Querschnitts eine Minderung des Teilchenflusses und eine drastische Reduktion der Pumpleistung in der LVIS-Kammer. Die räumlich abhängige Pumpleistung führt zu einem Gradienten des Partialdrucks zwischen der LVIS- und Hauptkammer und hält eine Druckdifferenz von zwei Größenordnungen aufrecht. Das für dieses Experiment erforderliche Rubidium-87 in natürlicher Zusammensetzung der Isotope (27,8 %  $^{87}\text{Rb}$ ) befindet sich im Atomofen (siehe Abb. 2.1). Dieser ist ein aus Kupfer gefertigter Hohlzylinder. Der Hintergrunddampfdruck wird über die Temperatur des Ofens eingestellt. Der optimale Hintergrunddruck von  $\sim 10^{-8}$  mbar wird unterhalb der

Schmelztemperatur von 39,31 °C bei  $\sim 28$  °C erreicht. Als Heizelement dient ein stromdurchflossener Draht, welcher mit 2,1 A durch ein stabilisiertes Labornetzgerät versorgt wird. Der Ofen ist über ein Vakuumventil und ein sechs-Wege CF-Vakuumkreuz (VACOM, 40RS-316LNS) an die LVIS-Kammer angeschlossen. Das Ventil ermöglicht den Austausch des im Ofen befindlichen Rubidiums ohne das Vakuum im restlichen Vakuumsystem zu gefährden.

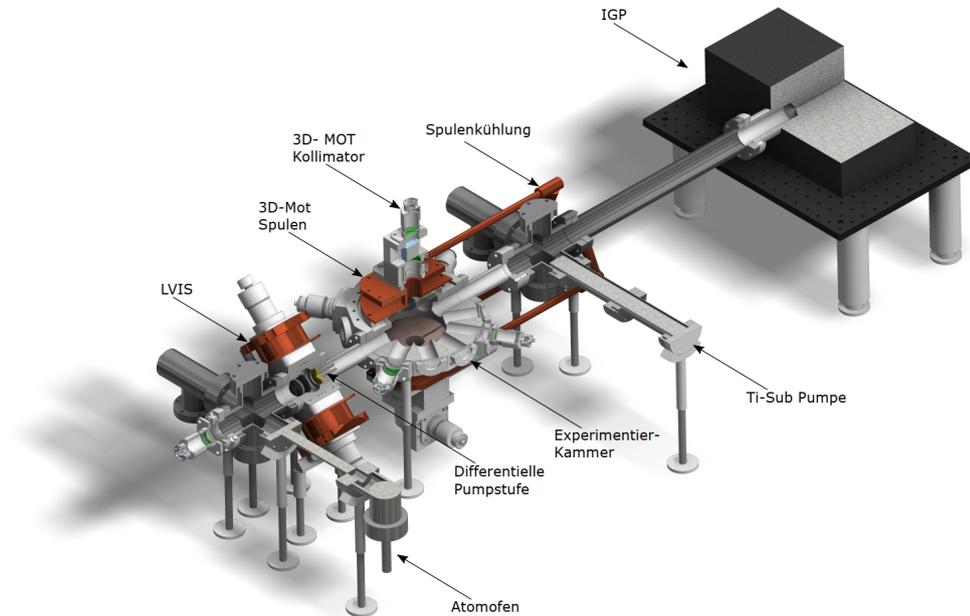


ABBILDUNG 21.: CAD-Schnittbild des Experimentaufbaus.

Die Zugänge der Ober- und Unterseite des CF-Vakuumkreuzes sind mit CF-Blindflanschen versiegelt. Auf der Frontseite (entlang der Vakuumkammer) des Kreuzes befindet sich ein Vakuumfenster mit 30 mm Durchmesser. Dies stellt den optischen Zugang für den „Pusher/ Retarder“-Strahl der LVIS dar (siehe Kap. 2.1.2).

Die Experimentierkammer ist aus der amagnetischen Aluminiumlegierung Certal<sup>®</sup> gefertigt. Sie besitzt einen Durchmesser von  $\varnothing = 209$  mm und eine Höhe von 60 mm. In der Horizontalen besitzt sie zehn optische Zugänge mit  $\varnothing = 28$  mm Durchmesser und zwei Verbindungen für das Vakuumsystem. Den vertikalen Zugang ermöglichen zwei AR-beschichtete Fenster mit 120 mm (FOCtek, JGS1 fused silica) Durchmesser. Die Glassubstrate der Fenster bestehen aus N-BK7 und sind für den Wellenlängenbereich  $\lambda = 750 - 1100$  nm antireflexbeschichtet. Sie bieten für die im Experiment verwendeten Wellenlängen (780 nm und 1064 nm) eine Transmittivität von  $\geq 99\%$ . Die Substrate sind mittels Indium-Anpress-Dichttechnik an der Kammer befestigt. Als Indium Basis dient der Indiumdraht [Sigma-Aldrich, diam. 0,5 mm, 99,999 % trace metals basis, 264067-14G].

Der Vakuumpumpenbereich ist durch ein sechs-Wege Kreuz mit der Experimentierkammer verbunden. Im Pumpenbereich befinden sich die Titan-Sublimationspumpe [VG Scienta, ZST22], der Vakuumsensor [Pfeiffer, IKR 270] und die Ionen-Getter-Pumpe (kurz: IGP) [Varian, VacIon Plus 40 StarCell]. Die IGP benötigt für den Betrieb einen starken Permanentmagneten. Zur

	LVIS	Experimentkammer	Pumpenregion
<b>Druck [mBar]</b>	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^{-11}$	$1,0 \cdot 10^{-11}$
<b>Pumpleistung [L/s]</b>	0,052	7,53	34

TABELLE 2.1.: Die berechnete Druckverteilung und Pumpleistung im Vakuumsystem [78].

Verminderung des einhergehenden Magnetfeldgradienten am Ort der Atome ist diese Pumpe  $\sim 62$  cm von der Experimentierkammer über einen Wellschlauch separiert. Eine detaillierte Beschreibung der Vakuumparatur und die technischen Zeichnungen findet sich in [78, 79].

## 2.1.2. Intensive Quelle langsamer Atome (LVIS)

Transversal kühlende Quellen zur Erzeugung von Strahlen langsamer Atome bieten große Vorteile gegenüber dem direkten Beladen der 3D-MOT aus dem Hintergrundgas. Neben der höheren Laderate ermöglichen diese einen deutlich geringeren Partialdruck in der Experimentierkammer, was die Verluste durch Stöße begrenzt. Zum Vorkühlen der Atome gibt es verschiedene Techniken, wie die 2D-MOT [80], die  $2D^+$ -MOT [81], den Zeeman-Slower [82] und die LVIS [83]. Sie beruhen alle auf dem Prinzip der Laserkühlung. Das Funktionsprinzip der LVIS ähnelt sehr stark dem einer 3D-MOT (siehe Kap. 3.3). Der intensive Strahl langsamer Atome wird hier durch eine  $\varnothing 2$  mm Durchgangsbohrung in der longitudinalen retro-reflex-Optik erreicht. Dies führt zu einem Kräftegleichgewicht im Zentrum, wodurch die gekühlten Atome in dem erzeugten Extraktionskanal in Richtung 3D-MOT beschleunigt werden.

Der geringe Pumpquerschnitt durch diesen Extraktionskanal fungiert als Teil der differentiellen Pumpstufe. Diese bewirkt eine theoretische Partialdruckdifferenz von zwei Größenordnungen zwischen der Experimentier- ( $5,5 \cdot 10^{-11}$  mbar) und der LVIS-Kammer ( $6,6 \cdot 10^{-9}$  mbar). Die LVIS-Kammer ist ein aus Certal<sup>®</sup> gefertigter 70 mm Kubus mit  $\varnothing = 38$  mm Durchgangsbohrungen auf dessen Flächen. Diese bieten den optischen Zugang und dienen zur Anbindung an das Vakuumsystem [78]. Die transversale Kühlung der LVIS ist durch zwei retro-reflektierte Laserstrahlen in Katzenaugen-Konfiguration realisiert. Ein Anti-Helmholtz-Spulenpaar mit jeweils

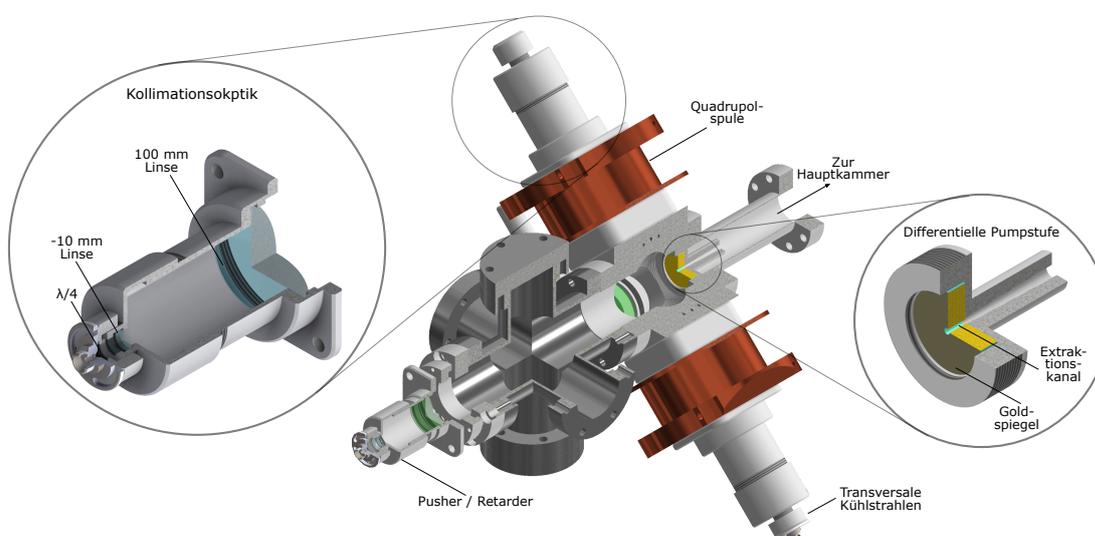


ABBILDUNG 2.2.: CAD-Schnittbild der LVIS, der differentiellen Pumpstufe und der Kollimationsoptik.

165 Windungen und  $2,4 \text{ G}/(\text{cm A})$  generiert das magnetische Quadrupolfeld für den Betrieb. Das für die Kühlung benötigte Licht wird mit Hilfe von polarisationserhaltenden Glasfasern [Schäfer & Kirchhoff, *Singlemode-Faserkabel Typ PMC-780-5.1-NA012-3-APC-300-P*] vom Lasersystem zu den Kollimationsoptiken der LVIS geleitet. Die lineare Polarisation des Lichtes wird beim Passieren einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte in den Kollimatoren angepasst<sup>1</sup>. Eine Kombination aus  $f = -10 \text{ mm}$  Konkav- und  $f = 100 \text{ mm}$  Konvexlinsen führt zu kollimierten Strahlen mit  $\varnothing = 35,9 \text{ mm}$  Durchmesser<sup>2</sup>. Die Leistungen der transversalen Kühlstrahlen betragen  $110 \text{ mW}$  und  $180 \text{ mW}$ . Entlang des Atomstrahls werden  $100 \text{ mW}$  Lichtleistung zur Kühlung verwendet. Eine Übersicht der Strahlgrößen, Leistungen und Intensitäten findet sich in Tabelle 2.3. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der Kollimationsoptiken und deren Charakterisierung findet sich in [84].

Der austretende Atomstrahl wird mit Hilfe des Spulenstroms und der Justage des longitudinalen Kühlstrahls ausgerichtet. Eine Änderung des differentiellen Spulenstroms erzeugt eine Verschiebung des Magnetfeldminimums bzw. des Fallenzentrums. Der Winkel des Atomstrahls ist durch den reflektierten longitudinalen Strahl gegeben. In Kapitel 3.2 werden die Ergebnisse diskutiert.

### 2.1.3. Das Vakuumpumpensystem

Die Experimente mit ultrakalten Gasen erfordern eine Entkopplung des Systems von seiner Umgebung. Primär müssen Stöße zwischen dem atomaren Ensemble und thermischen Atomen des Hintergrundgases verhindert werden. In diesem Experiment wurden zwei UHV-Ventile, vor und hinter der differentiellen Pumpstufe, für die Erzeugung des Vorvakuums benötigt. Dieses wurde mittels einer Kombination aus Drehschieber- und Turbomolekular-Pumpe [Pfeiffer, *PM S22 373 10*] erzeugt. Die Turbomolekularpumpe senkte den Druck von  $\sim 1 \text{ bar}$  auf  $\sim 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  und erhielt das Vakuum während des Ausheizprozesses des Vakuumsystems aufrecht. Seit der Beendigung des Ausheizens wird das Pumpen von den zwei im Pumpenbereich befindlichen elektrochemischen Vakuumpumpen übernommen. Die Ionengetter-Pumpe (IGP) [Varian, *VacIon Plus 40 StarCell*] besitzt eine Pumprate von  $34 \text{ Liter/Sekunde}$ , welche durch das chemische Binden, der sich im Ionisationsbereich befindlichen Atome erreicht wird. In diesem Bereich wird das Restgas über Elektronenstöße ionisiert, mittels einer  $5 \text{ kV}$  Hochspannung in Richtung der Titankathode beschleunigt und permanent gebunden. Für den Betrieb werden die für die Ionisation benötigten Elektronen durch das homogene Magnetfeld eines Permanentmagneten auf eine Kreisbahn gezwungen. Zur Minderung des, durch den Permanentmagneten hervorgerufenen Magnetfeldgradienten in der Experimentierkammer, ist die IGP über einen Wellbalg an das System angebunden. Als zweite Pumpe wird eine passive Titansublimationspumpe [VG Scienta, *ZST22*], bestehend aus drei Titanfilamenten verwendet. Als Pumpmedium dienen die umliegenden Vakuumwände, welche durch Ohmsches Heizen der Filamente mit einer Titanschicht bedampft werden. Auftreffende Gasmoleküle werden in dieser Schicht chemisch gebunden. Bei einsetzender Sättigung wird die Titansublimationspumpe gepulst für eine Minute mit  $48 \text{ A}$  betrieben und die Titanschicht erneuert.

In Kombination beider Pumpen wird ein Druck von  $5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$  erreicht. Dieser wird im Pumpenbereich  $\sim 15 \text{ cm}$  von der Experimentierkammer mit einem Kaltkathoden- Ultrahochva-

<sup>1</sup>Die Polarisation ist, ähnlich einer 3D-MOT, entlang der Spulenachse rechtszirkular und in den dazu orthogonalen Achsen linkszirkular.

<sup>2</sup>Der Kollimator in der longitudinalen Richtung besitzt eine  $f = -10 \text{ mm}$  Aufweitungs- und  $f = 50 \text{ mm}$  Kollimationslinse. Der resultierende Strahldurchmesser beträgt  $\varnothing = 18,8 \text{ mm}$ .

kuumsensor bestimmt. Die durch Stöße limitierte Lebenszeit  $\tau$  des Ensembles kann mit dem Verlustraten-Koeffizient theoretisch  $\gamma_{H_2} = 4,9 \cdot 10^7 / (\text{torr} \cdot \text{s})$  [85, 86] zu 306 s abgeschätzt werden<sup>3</sup> und stellt somit keinen limitierenden Faktor bei der Erzeugung quantenentarteter Gase dar.

## 2.2. Das Kühlwassersystem

Die in dem Versuchsaufbau entstehende Wärme wird über einen Wasserkühlkreislauf abgeführt. Eine Luftkühlung gegen die Umgebung wird im gesamten Aufbau vermieden. Dies trägt zur Stabilität der Raumtemperatur und des optischen Aufbaus bei. Das Kühlsystem ist ein geschlossener Kreislauf mit einer Wassermenge von  $\sim 25$  Litern. Dieser ist auf eine Temperatur von  $19^\circ\text{C}$  stabilisiert. Das erwärmte Kühlwasser wird über einen Durchlaufkühler [*Uni Chiller 022w-MPC*] gegen einen externen ( $15^\circ\text{C}$ ) Wasserkühlkreislauf gekühlt. Die maximal dissipierte Leistung beträgt  $2,2$  kW. Die größte Wärmequelle stellt die Erzeugung der Magnetfelder dar. Die Hauptspulen besitzen einen Widerstand von  $0,73 \Omega$  und werden während der Magnetfallenphase des Experimentzyklus mit  $36$  A getrieben. Das entspricht einer Verlustleistung von  $\sim 950$  W, welche in Form von Wärme an den wasserdurchflossenen Spulenkörper abgegeben wird. Um den thermischen Transport zu garantieren, sind die Spulenkörper aus Kupfer gefertigt.

Die Stabilisierung des Spulenstroms ist mit Hilfe eines Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor [kurz MOSFET, *IXFN82N60P*] realisiert. Dieser erlaubt einen maximalen Strom von  $72$  A und besitzt eine Spannungsfestigkeit von  $600$  V. Der Innenwiderstand des MOSFETs beträgt  $75$  m $\Omega$ . Die anfallende Verlustleistung im Experiment beträgt  $\sim 97$  W und wird über eine wassergekühlte Kupferplatte abgeführt.

Die Manipulation der Laserfrequenzen und Kontrolle der Laserleistung geschieht mittels akusto-optischer Modulatoren. Die in DDS-Karten (*Direct Digital Synthesis* kurz: DDS) erzeugten RF-Signale werden mit Hilfe von  $2,5$  W RF-Verstärkern [*AMPA-B-34*] um  $\sim 38$  dB auf die benötigte Leistung verstärkt. Die Summe der in den Verstärkern anfallende Leistung beträgt  $85$  W und wird an die wassergekühlte Bodenplatte abgegeben.

	Spulen	B-Feld Regelung	RF-Verstärker
<b>Verlustleistung [W]</b>	950	97	85

TABELLE 2.2.: Übersicht der Verlustleistung der wassergekühlten Komponenten.

## 2.3. Das Lasersystem

Das Lasersystem besteht in diesem Experiment aus zwei voneinander getrennten Subsystemen. Das Kühllasersystem stellt das Licht für das transversale Kühlen der Atome im LVIS, das Fangen in der magneto-optischen Falle und das anschließende Subdopplerkühlen in der optischen Melassephase bereit. Zudem wird in diesem System das Licht für die Detektion und die optische Zustandspräparation erzeugt. Das Interferometrie-Lasersystem stellt das Licht zur Manipulation der Impulszustände des BECs im Interferometer bereit. Beide Lasersysteme befinden sich auf dem optischen Tisch und nehmen eine Fläche von jeweils  $\sim 1$  m<sup>2</sup> ein. Die verwendete Strahlhöhe beträgt  $5$  cm. In dem gesamten Aufbau sind die Strahlwege möglichst kurz gewählt um

<sup>3</sup>Der angegebene Wert beinhaltet die Annahme, dass das Ensemble in einer  $1$  Kelvin tiefen Falle eingeschlossen ist. Das Hintergrundgas bilden  $H_2$ -Moleküle bei Raumtemperatur.

Instabilitäten durch Hystereseeffekte und Thermik zu minimieren.

Im gesamten Aufbau befinden sich fünf Diodenlaser mit externem Resonatoraufbau (engl.: *external cavity diode laser*, kurz ECDL). Neben einem Laser im Littrow-Design [87] werden vier Laser mit linearem externen Resonator verwendet. Diese vier Laser basieren auf einem am SYRTE entwickelten Design [88]. Die aktiven Medien sind antireflexbeschichtete Laserdioden [Eagleyard, EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000], die zusammen mit dem Auskoppelspiegel (20 % Reflektivität) den Resonator bilden. Als wellenlängenselektives Element im Resonator dienen Interferenzfilter [Sonderanfertigung der Laseroptik Garbsen] über deren relativen Winkel zum Strahl die Wellenlänge selektiert wird [89, 90].

Das Licht wird über optische Monomodenfasern [Schäfter & Kirchhoff, Singlemode-Faserkabel Typ PMC-780-5.1-NA012-3-APC-300-P] von den Lasersystemen an die Kollimationsoptiken des Experiments geleitet. Monomodenfasern erlauben ausschließlich die Propagation des Lichtes in der Fundamentalmode  $LP_{01}$  und liefern beim Übergang zum Freistrahls ein sehr reines gauß'sches Strahlprofil ( $TEM_{00}$ -Mode) [91]. Des Weiteren entkoppelt die Lichtleitung durch Fasern den Strahlengang an der Experimentkammer von dem im Lasersystem. Strahllageschwankungen werden somit nicht vom Lasersystem an den Experimentaufbau übertragen. Dies trägt maßgeblich zur Stabilität des Experimentes bei. Die Leistungen und Frequenzen der Lichtfelder werden in den Lasersystemen mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren geregelt. Diese ermöglichen die Variation der Lichtleistung und Frequenz an der Experimentkammer innerhalb von  $\leq 100$  ns bei einer Frequenzbandbreite von  $\Delta f < 100$  MHz um deren Zentralfrequenz.

Im folgenden Abschnitt wird auf den Aufbau und die Charakterisierung des Kühllasersystems, Interferometrie-Lasersystems und deren Frequenzstabilisierungen eingegangen.

### 2.3.1. Das Lasersystem zur Kühlung der Atome

Das Kühllasersystem stellt die Laserstrahlen für die Detektion der Atome, sowie der Doppler- und Subdopplerkühlung zur Verfügung. Für diese werden die optischen Übergänge der Rubidium D2-Linie bei  $\lambda = 780,241$  nm genutzt. Für die Kühlung in der magneto-optischen Falle und der Sub-Doppler-Kühlung wird der geschlossene Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  verwendet [92]. Dieser Übergang wird durch den Kühllaser getrieben. Die finite Übergangswahrscheinlichkeit von  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  ermöglicht einen Zerfall in den  $|F = 1\rangle$  Grundzustand. Der Rückpumpulaser auf dem resonanten Übergang  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  führt die im Dunkelzustand  $|F = 1\rangle$  befindlichen Atome dem Kühlübergang wieder zu und schließt diesen Verlustkanal. Die Energiedifferenz zwischen dem  $|F = 1\rangle$  und  $|F = 2\rangle$  Zuständen ist die Hyperfeinaufspaltung des  $5^2S_{1/2}$   $^{87}\text{Rb}$  Grundzustandes. Sie beträgt  $\sim 6,8$  GHz und macht in diesem Aufbau einen zweiten Laser nötig. Die Leistungsanforderung an das Kühllicht ist durch die Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}} \sim 3,5$  mW/cm<sup>2</sup> des Kühlübergangs gegeben. Für ein effektives Kühlen in der MOT wird eine Intensität von  $I > I_{\text{sat}}$  gefordert. Die im Experiment verwendete Spitzenintensität beträgt daher  $I_0 = 23,6$  mW/cm<sup>2</sup>.

Der Kühllaser [Toptica, TA Pro] ist ein kommerzielles MOPA-System (engl.: *Master Oscillator Power Amplifier*, kurz: MOPA) bestehend aus einem Trapezverstärker [TA-Pro] und einem ECDL-Laser [DL-110 Pro] in Littrow-Konfiguration. Das aktive Element ist eine Laserdiode mit einer Zentralwellenlänge von 790 nm [Eagleyard, EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000]. Das Verstärkungsprofil reicht von 770 nm bis 790 nm. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt 55 mW.<sup>4</sup>

<sup>4</sup>Die Leistung wurde hinter dem nachfolgenden optischen Isolator gemessen.

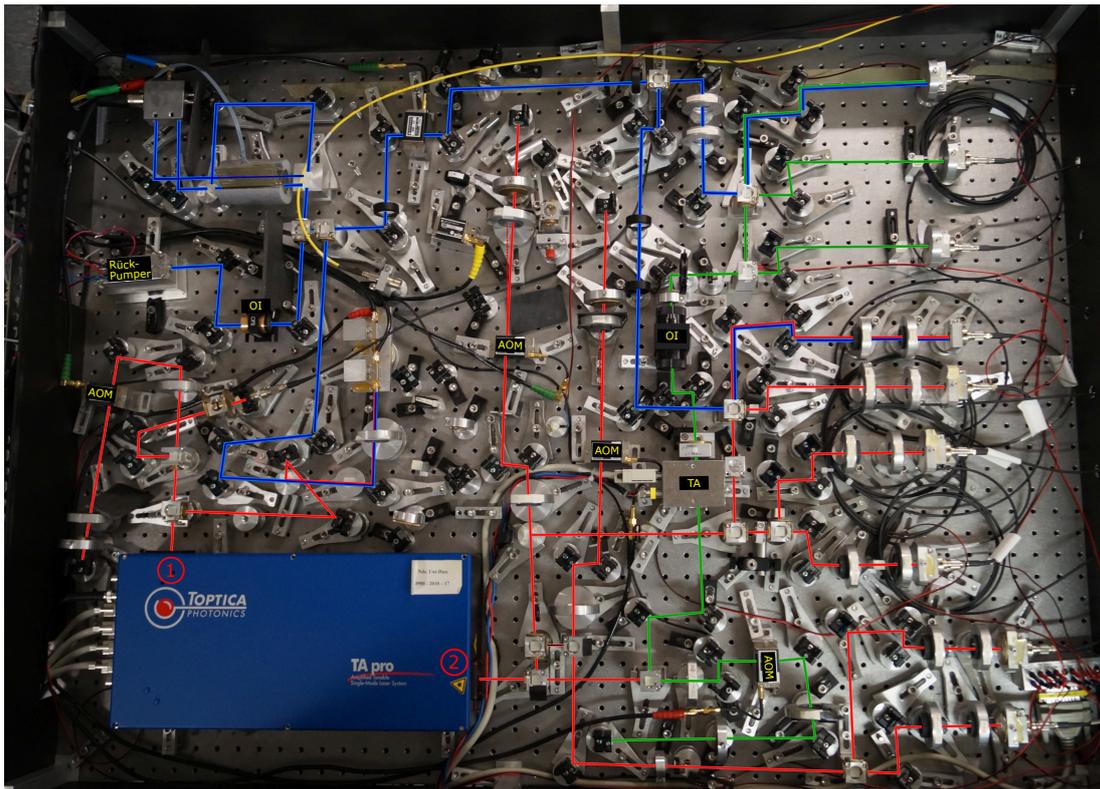


ABBILDUNG 2.3.: Lasersystem zur Kühlung und Detektion der Atome. In Blau ist der Strahlengang des Rückpumpasers und in Rot der des Kühllasers eingezeichnet. Grün stellt das Kühllicht des LVIS dar.

Der Strahl wird mit Hilfe eines teildurchlässigen Spiegels aufgeteilt. 20 % der Leistung werden zur Frequenzstabilisierung und für den Abbildungsstrahl verwendet (Abb. 2.3 ①), die verbleibenden 44 mW werden mit Hilfe des Trapezverstärkers auf 1,1 W verstärkt (Abb. 2.3 ②).

Der ausgehende Strahl ② wird mittels polarisationsabhängigen Strahlteilern (kurz: PBS), in den Strahl für das Vorkühlen in der LVIS, sowie die vertikalen- und horizontalen MOT-Strahlen, aufgespalten. Die Leistungen und die Frequenzen der LVIS- und der MOT-Strahlen werden separat mit akustooptischen Modulatoren in Doppelpasskonfiguration [93] kontrolliert. Bei der Doppelpasskonfiguration passieren die Strahlen die AOMs auf dem Hin- sowie auf dem Rückweg. Dies bewirkt eine Frequenzverschiebung um die doppelte AOM-Frequenz ( $2 \cdot 200$  MHz) (siehe Abb. 2.4) und verhindert einen Strahlversatz bei Änderungen der Frequenz. Die Schaltzeiten der Leistungen betragen 74 ns bei einer Frequenzbandbreite von 150 MHz (bei  $-3$  dB) [94].

Die Verteilung der Strahlen auf die sechs polarisationserhaltenden Fasern [Schäfter & Kirchhoff, NA012-3-APC-300-P] geschieht mittels polarisationsabhängigen Strahlteilern, deren Aufteilungsverhältnis über  $\lambda/2$ -Verzögerungssplatten bestimmt wird. Die, vor den Faserkopplern [Schäfter & Kirchhoff, 60SMS-1-4-A18-02] positionierten Linsen, dienen der Anpassung der Strahldurchmesser an die Faserkoppler.

Das Licht für die LVIS (siehe Abb. 2.3 grün) wird mit einem weiteren Trapezverstärker (TA) auf 1 W verstärkt. Ein mechanischer Shutter ermöglicht das Blocken des LVIS-Lichtes im Lasersystem nach dem Beladen der magneto-optischen Falle.

Das Rückpumplicht wird in einem separaten ECDL-Laser erzeugt. Dessen Ausgangsleistung beträgt 50 mW. Die Aufteilung auf Spektroskopie- (4 mW), Phasenstabilisierung (6 mW) und Ausgangsstrahl (40 mW) geschieht mittels Polarisationsstrahlteiler. Zum Einstellen der Lichtleis-

	Leistung [mW]	$\varnothing$ [mm]
<b>LVIS Transversal</b>	140	35,9
<b>LVIS Longitudinal</b>	100	18,8
<b>Rückpumper LVIS</b>	5	35,9
<b>3D-MOT</b>	30	18,8
<b>Abbildungslicht</b>	2	8
<b>Rückpumper MOT</b>	5	18,8

TABELLE 2.3.: Übersicht der Strahlleistungen und -durchmesser.

tion des Rückpumpers wird ein 80 MHz AOM verwendet. Das Rückpumplicht wird in diesem um 76 MHz auf die Resonanz des  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  Übergangs verschoben und anschließend mit dem LVIS und der 3D-MOT überlagert. Eine ausführliche Beschreibung und Charakterisierung des Lasersystems findet sich in [94].

### 2.3.2. Die Frequenzstabilisierung

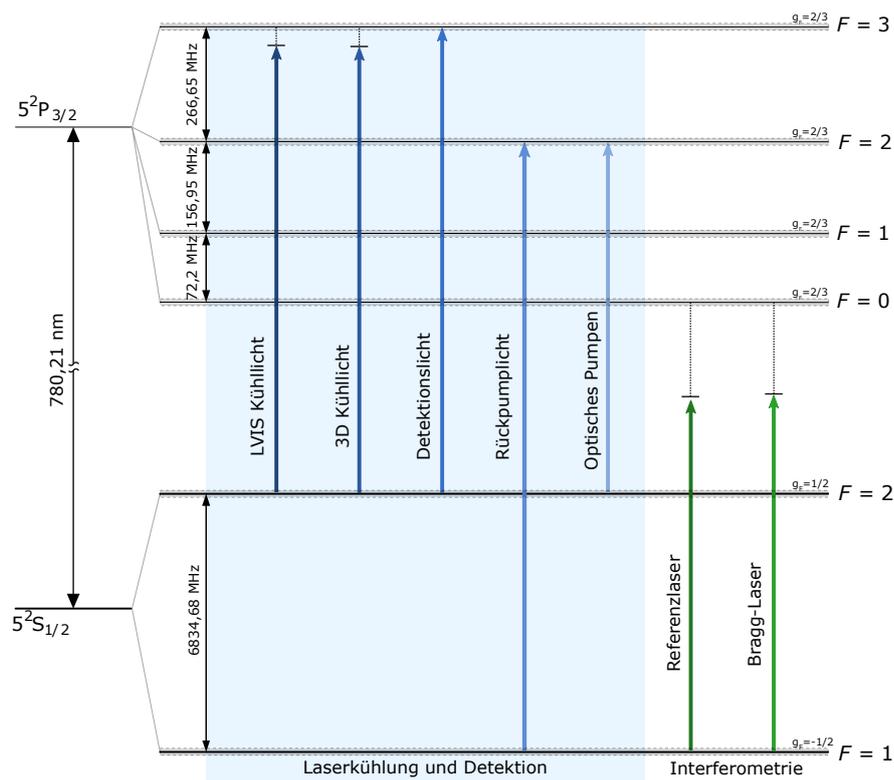


ABBILDUNG 2.4.: Übersicht der im Experiment verwendeten Laserfrequenzen anhand des Rubidium-D2 Termschemas.

Die Manipulation von Atomen durch Licht erfordert eine genaue Kontrolle über dessen absolute Frequenz. Als Referenz dient das Licht des Rückpumplasers. Der Rückpumplaser wird hierzu mittels Frequenzmodulationsspektroskopie [95] auf die  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1, 2\rangle$  Cross-over Resonanz stabilisiert. Cross-over-Resonanzen entstehen durch die Wechselwirkung des Lichtfeldes mit verschiedenen Geschwindigkeitsklassen mehrerer Übergänge und bieten meist das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis[96].

Die Frequenzstabilisierung des Kühllasers ist im Versuchsaufbau über eine Phasenstabilisierung auf das Rückpumplicht realisiert. An einer schnellen, vorgespannten Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] werden das Kühl- und Rückpumplicht überlagert und das Schwingungssignal detektiert. Für die Stabilisierung (auf den Lokaloszillator) wird der Konstant-(DC) vom Wechselstromanteil (AC) mit Hilfe einer Fernspeiseweiche (engl. Bias Tee [Minicircuits ZX85-12G-S+]) abgespalten und der AC-Anteil um 17 dB verstärkt [Minicircuits ZX50-83LN-S+]. Das resultierende Signal wird mit einer 7,2 GHz-Referenz [Hittite HCM634] gemischt [Mixer: MiniCircuits ZFM-2-S+] und an einem Phasendetektor [97] mit dem Lokaloszillator verglichen. Als Lokaloszillator dient ein frequenzverdoppelter TBUS-DDS (*Direkte Digitale Synthese*) mit einer Bandbreite von 250 MHz. Die Langzeitstabilität des Lokaloszillators wird wiederum über eine Phasenstabilisierung auf die externe 10 MHz Referenz des Magnesium Atomuhr-Experiments [98] sichergestellt (siehe Abb. 2.20).

Die Ausgangsspannung des Phasendetektors ist proportional zur Differenzphase der Eingangssignale und dient als Eingangssignal für den PID. Ein auf  $\leq 10$  kHz Bandbreite limitierter PID stellt den langsamen Regelpfad dar. Eine direkte AC-Kopplung des Phasendetektors an den Strom der Laserdiode ermöglicht die Stabilisierung der Laserfrequenz für  $f \geq 5$  kHz.

Die Frequenzstabilisierung des Bragg-Lasersystems auf den Rubidiumübergang ist in einem separaten Stabilisierungsmodul realisiert. Der Referenzlaser im SYRTE-Design wird hier mittels Modulationstransferspektroskopie [99] auf die Crossover-Resonanz  $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3, 4\rangle$  des  $^{85}\text{Rb}$ - Kühllübergangs stabilisiert. Die Modulationsfrequenz zur Erzeugung des dispersiven Signals in der Spektroskopie beträgt 6 MHz. Ein Vorteil der Modulationstransferspektroskopie gegenüber der Frequenzmodulationsspektroskopie ist, dass die aufgeprägten Seitenbänder ausschließlich in dem zur Spektroskopie genutzten Licht vorhanden sind. Die Seitenbänder werden folglich nicht über die Phasenstabilisierung auf die Braggstrahlen übertragen. Die Stabilisierung der Interferometrielaser auf das Referenzlicht geschieht ähnlich der Stabilisierung des Kühllasers über eine Phasenstabilisierung (siehe Abb. 2.5).

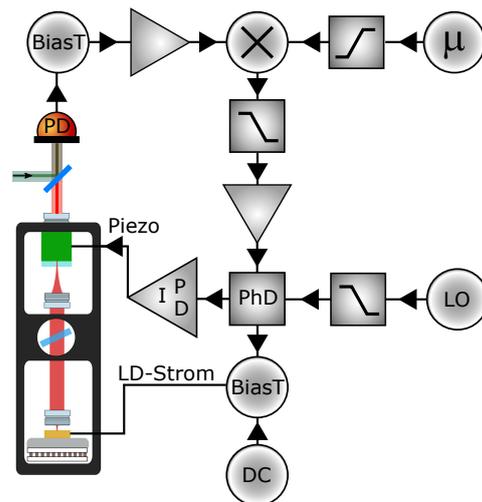


ABBILDUNG 2.5.: Schematische Darstellung der Regelschleifen zur Phasenstabilisierung ( $\mu$ = Mikrowelle, LO= Lokaloszillator, PhD= Phasendetektor).

### 2.3.3. Das Lasersystem zur Atominterferometrie

Das Lasersystem für die Atominterferometrie ermöglicht die Manipulation der internen sowie externen Freiheitsgrade des atomaren Ensembles mittels zwei-Photonen-Übergängen. Als Laserquelle dienen zwei ECDL-Diodenlaser mit einer gemessenen gaußschen Linienbreite von 102 kHz (Laser-I) und 224 kHz (Laser-II) in MOPA-Konfiguration bei einer Zentralwellenlänge von  $\sim 780$  nm. Die Leistung der zwei Strahlen (gemessen hinter den optischen Isolatoren OI 1 und OI 2) betragen jeweils 600 mW. Bevor die Lichtfelder an einem PBS überlagert und in einer Faser [Thorlabs P3-780PM-FC-2] zum Experimentaufbau geleitet werden, werden diese spektral

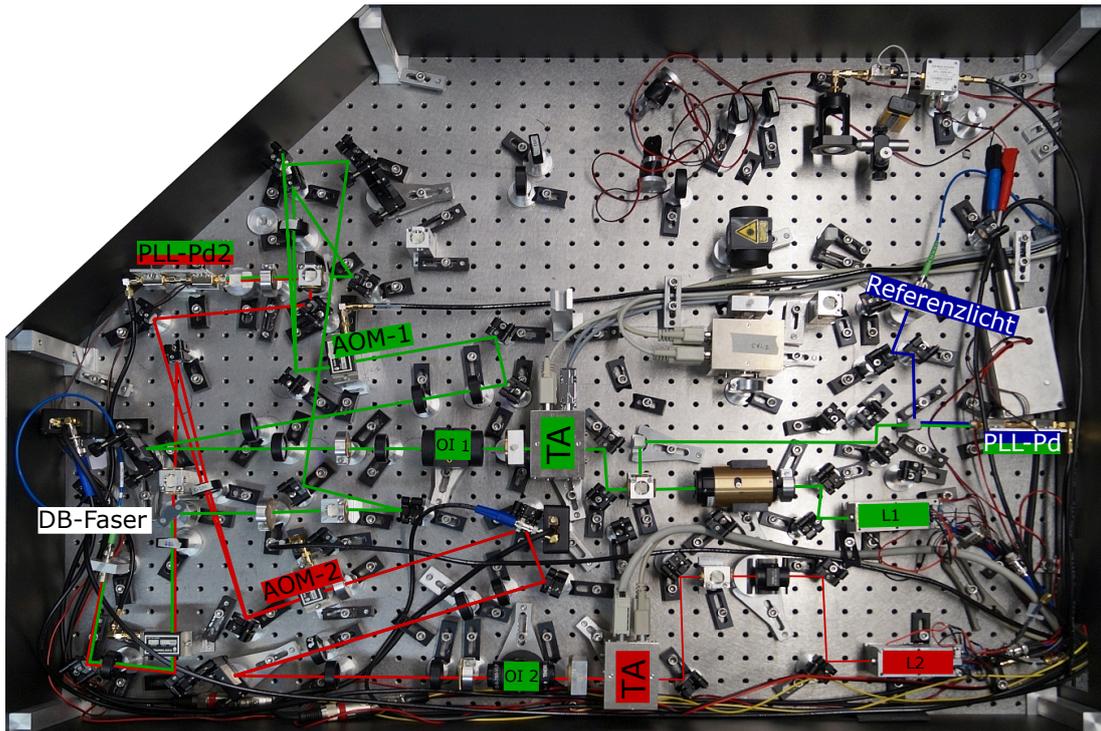


ABBILDUNG 2.6.: Optischer Aufbau des Lasersystems zur Atominterferometrie.

vom spontanen Untergrund [engl. *amplified spontaneous emission*, kurz: ASE] der TAs gereinigt (siehe Abb. A.7) und mit Hilfe von AOMs (AOM-1 [-1. Ordnung] & AOM-2 [+1. Ordnung]) leistungsstabilisiert<sup>5</sup>.

Die absolute Frequenzstabilität der Laser wird durch eine Phasenstabilisierung des Laser-I auf den Referenzlaser sicher gestellt (siehe Kap. 2.3.2). Für die Stabilisierung der relativen Phase der Laser-1 und Laser-2 wird das Licht (0. AOM-Ordnungen) der zur Leistungsstabilisierung genutzten AOMs verwendet<sup>6</sup>. Hierzu werden die Lichtfelder an einem PBS überlagert und das Schwebungssignal mit einer Photodiode (PLL-Pd2) detektiert. Das Schalten und Pulsformen für die Interferometrie ist nach der Überlagerung der Strahlen mit Hilfe eines zusätzlichen 200 MHz AOMs realisiert.

Die spektrale Rauschdichte (siehe Abb. 2.7) der Phasenstabilisierungen der Laser setzt sich aus den einzelnen Rauschkomponenten der verwendeten Elemente zusammen. Für Frequenzen  $10 < f < 500$  Hz ist das Rauschen durch den verwendeten Lokalszillator (DDS-Thijs) dominiert. Die markanten Rauschspitzen bei 3 kHz, 250 kHz und 800 kHz können auf das Stromrauschen des Lasertreibers und die Regelbandbreite des PID zurückgeführt werden.

<sup>5</sup>Ein Teil des an den AOMs gebrochenen Lichtes wird mit den Photodioden (PD<sub>1</sub> & PD<sub>2</sub>) detektiert und dient als Regelgröße der Leistungsregelschleife. Liegt eine Leistungsabweichung zum Sollwert am PID vor, wird die AOM-treibende RF-Leistung über einen VCA angepasst. Die gemessene Regelbandbreite der Leistungsstabilisierung beträgt 2 kHz.

<sup>6</sup>Die Differenzfrequenz der Laser-1 und Laser-2 wird auf 400,015 MHz stabilisiert. AOM-1 (-1.Ordnung) und AOM-2 (-2.Ordnung) reduzieren die Differenzfrequenz um -400 MHz auf die für Bragg-Beugung benötigten  $\delta f = 15$  kHz. Die direkte Phasenstabilisierung der Lichtfelder auf  $\delta f = 15$  ist aufgrund der Bandbreite (10 MHz bis 800 MHz) des verwendeten Phasendetektors nicht möglich.

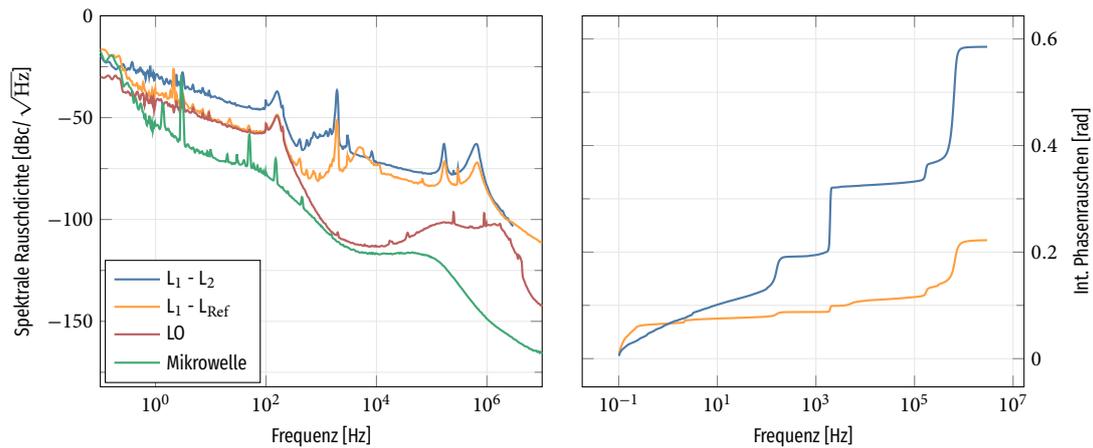


ABBILDUNG 2.7: **Links:** Die spektrale Rauschdichte des zum Mischen verwendeten Mikrowellenchips (grün), des Lokaloszillators (rot), der Phasenstabilisierung des Interferometrielasersystems auf den Referenzlaser (orange) und Phasenstabilisierung der Interferometrielaser (L<sub>1</sub> und L<sub>2</sub>) (blau). **Rechts:** Das integrierte Phasenrauschen der Phasenstabilisierungen (Gemessen mit einer separaten Photodiode außerhalb der Regelschleife.).

## 2.4. Magnetfeldkompensation

Die Kompensation externer magnetischer Felder und die Erzeugung homogener Quantisierungsfelder ist ein wichtiger Bestandteil bei der Zustandspräparation des Ensembles und der Atominterferometrie. Die Manipulation der internen und externen Zustände der Ensembles erfordert eine definierte Polarisation des Lichtes und der Mikrowellenstrahlung (siehe Kap. 3.9), welche durch die Richtung der magnetischen Quantisierungsfelder definiert ist. Die Stärke des Magnetfeldes  $|B|$  bestimmt zusätzlich die energetische Aufspaltung der Zeeman-Zustände [101] (siehe Gl. 2.3) und ermöglicht die frequenzabhängige Adressierung spezifischer Übergänge.

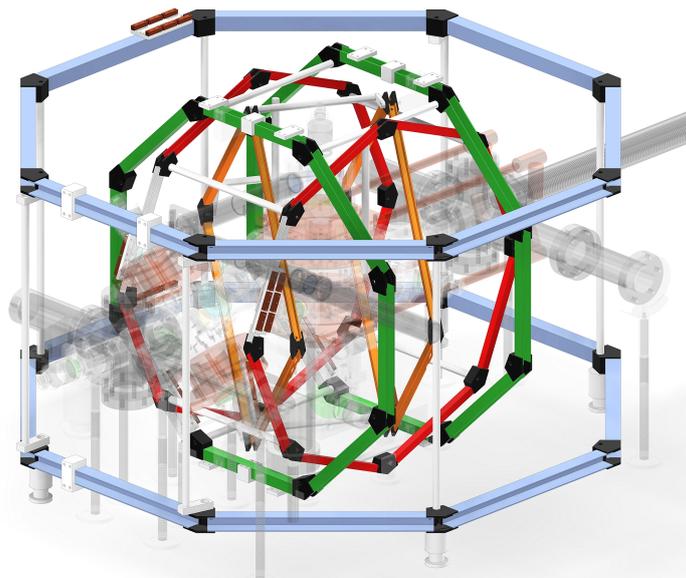


ABBILDUNG 2.8: Darstellung der Spulenpaare zur Kompensation magnetischer Felder und Feldgradienten in den drei Raumrichtungen (blau, rot und grün). Die Quantisierungsspulen entlang des Wellenleiters sind in orange dargestellt. Zur Übersicht wurde das Vakuumsystem transparent hinterlegt.

### 2.4.1. Kompensationsspulen Aufbau

Die zur Kompensation und Erzeugung der magnetischen Quantisierungsfelder verwendeten Spulenpaare sind orthogonal zueinander angeordnet und ermöglichen die Stabilisierung des Feldes in allen drei Raumachsen (siehe Abb. 2.8). Zur Erleichterung der Konstruktion der Spulenkörper, deren Ausrichtung und der optimalen Einpassung in das Experiment, sind die Spulen der Kompensationsspulen achteckig. Die Quantisierungsspulen entlang des Wellenleiters (siehe Abb. 2.8 orange) besitzen eine viereckige Geometrie. Die Seitenteile bestehen aus Aluminium U-Profilen, welche zur Unterdrückung von Wirbelströmen mit Kunststoffelementen verbunden sind. Als Leiter dient 200  $\mu\text{m}$  starkes, mit Kapton<sup>®</sup> Polyamid-Folie geschirmtes Kupferband. Die Kompensationsspulen ermöglichen Feldstärken bis zu  $|B| = 10 \text{ G}$  in allen drei Raumrichtungen. Jedes Spulenpaar wird in einer modifizierten Helmholtz-Konfiguration betrieben, bei welcher der Abstand der Spulen der Geometrie der Spulen angepasst ist<sup>7</sup> [102, 103]. Je weiter sich die Geometrie eines  $n$ -Ecks ( $n \in \mathbb{N}$ ) von der eines Kreises ( $n \rightarrow \infty$ ) entfernt, desto geringer wird der effektive Radius  $a_{\text{eff}}$  der Spule. Dies muss in der Anordnung der Helmholtz-Spulen berücksichtigt werden:

$$F_n^+(z, \zeta) = f_n(z - \zeta) + f_n(z + \zeta).$$

$F_n^+(z, \zeta)$  beschreibt die Addition der Felder  $f_n(z - \zeta)$ , der sich symmetrisch um  $z = 0$  befindenden Spulen.  $\zeta = d/2a$  gibt dabei das Verhältnis des Spulenradius  $a$  und des Spulenabstands  $d$  an. Im Fall einer Anti-Helmholtz-Konfiguration  $F_n^-(z, \zeta)$ , bei der die Spulen gegenläufig durchflossen werden, werden die Felder  $f_n(z - \zeta)$  der einzelnen Spulen subtrahiert. Das Magnetfeld entlang der Spulenrichtung  $z$  kann mit

$$B_n(z) = B_{C0} \frac{\sin(2\pi/n)}{2\pi/n} F_n(z, \zeta) \quad (2.1)$$

analytisch beschrieben werden.  $n$  gibt hier die Anzahl der Ecken des  $n$ -Ecks an und  $B_{C0} = \frac{\mu_0 I}{2}$  ist die Magnetfeldamplitude einer Stromschleife mit Radius  $r = 1$ . Das von einer Einzelspule

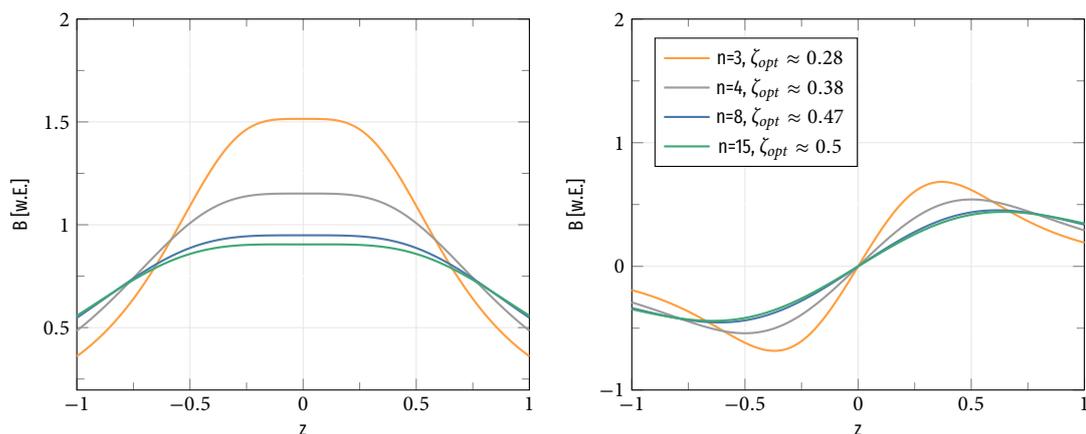


ABBILDUNG 2.9.: **Links:** Magnetfeld der Helmholtz-Konfiguration für verschiedene Spulengeometrien (Eckenanzahl  $n=3$  (orange), 4 (grau), 8 (blau), 15 (grün)). **Rechts:** Geometrieabhängigkeit des Magnetfeldes in Anti-Helmholtz-Konfiguration.

<sup>7</sup>Die Definition der Helmholtz-Konfiguration  $d = r$  für homogene Magnetfelder gilt für runde Spulen. Der Abstand  $d$  der Spulen entspricht im Fall größter Homogenität dem Radius  $r$  der Spulen.

generierte Feld ist durch

$$f_n(z) = \frac{1}{(z^2 + c^2) \sqrt{z^2 + 1}} \quad (2.2)$$

mit  $c = \cos(\pi/n)$  gegeben. Das optimale Verhältnis  $\zeta_{opt}$  von Abstand zu Radius, bei gegebener Geometrie  $n$ , fordert das Verschwinden der zweiten Ordnung der Taylor-Reihen-Entwicklung von Gl. 2.1, bei homogenen Magnetfeldern [102]. In Abbildung 2.9 sind die resultierenden Felder für  $n = 3, 4, 8$  und  $15$  dargestellt und die  $\zeta_{opt}$  aus [102] angegeben. Mit fallendem  $n$  steigt das erzeugte Feld aufgrund des geringeren Abstandes, der homogene Bereich verkleinert sich jedoch. Für Spulen mit  $n \geq 15$  beträgt  $\zeta_{opt} \geq 0,49$ . Diese können durch kreisrunde Spulen ( $\zeta_{opt} = 0,5$ ) gut genähert werden.

Neben der Erzeugung konstanter Quantisierungsfelder wird die Kompensation von schnell variierenden Streufeldern und die Kompensation von Feldgradienten benötigt. Dies wird durch zusätzliche Subspulen auf den Spulenkörpern erreicht. Die Schaltgeschwindigkeit der Spulen ist durch  $dI/dt = U/L$  beschrieben. Die Änderung des durch die Spule fließenden Stroms  $I$  ist proportional zu der Spannung  $U$  und der reziproken Induktivität  $L^{-1}$ . Die schnelle Helmholtz-Subspule mit sehr wenig Wicklungen  $N_1$  (siehe Tab. 2.4) ermöglicht Feldstärken bis 1 G bei Schaltzeiten von 1 ms. Die Kompensation von Magnetfeldgradienten wird durch Anti-Helmholtz-Subspulen  $N_3$  erreicht. Sie ermöglichen die Kompensation von Feldgradienten bis 0,1 G/cm.

	$N_1$	$N_2$	$N_3$	Radius $r$	Abstand $d$	G/A ( $N_2$ )
<b>X-Achse</b>	4	33	6	247 mm	232 mm	1,2
<b>Y-Achse</b>	5	30	10	271 mm	249 mm	1,02
<b>Z-Achse</b>	5	40	15	417 mm	386 mm	0,88
<b>XY-Achse</b>	5	35	-	183 mm	173 mm	1,3

TABELLE 24.: Kenndaten der Kompensations- und Quantisierungsspulen.  $N_1$  ist die Anzahl der Wicklungen der Kompensations- und  $N_2$  die Anzahl der Wicklungen der Quantisierungs-Helmholtz-Subspulen.  $N_3$  bezeichnet die Wicklungszahl der zur Kompensation von Magnetfeldgradienten verwendeten Anti-Helmholtz-Subspulen. Der Radius  $r$  entspricht der Distanz vom Spulenzentrum zu den Ecken. Der Abstand  $d$  bemisst die Distanz zwischen den Mitten der Spulenkörper.

### 2.4.2. Strom- und Magnetfeldstabilisierung

Die Kopplung der atomaren Energieniveaus an externe Magnetfelder erfordert die Kompensation von Störfeldern am Ort der Atome. Die 50 Hz Netzspannung und ihre höheren Harmonischen dominieren im Labor das elektromagnetische Rauschspektrum; das Erdmagnetfeld stellt hier das stärkste zu kompensierende DC-Feld dar. In der Stabilisierung muss in diesem Experiment zwischen zwei Regelungen unterschieden werden: Der Messung und Stabilisierung des Spulenstroms mittels Hall-Effekt Stromwandlern [*LEM CASR 15-np*, im Folgenden kurz: LEM] und der Messung und Stabilisierung des Feldes nahe des Spulenzentrums durch ein Saturationskern-Magnetometer [*Bartington Mag-03* im Folgenden kurz: FSG] bzw. einen anisotropen magnetoresistiven Sensor [*Sensitec AFF755* im Folgenden kurz: AMR-Sensor]. Die Regelung der Felder durch die Stabilisierung des Spulenstroms erlaubt keine Kompensation von zeitlich fluktuierenden Magnetfeldern und wird von der MOT- bis zur Magnetfallenphase im Experimentzyklus genutzt. Eine direkte Stabilisierung des Feldes während dieser Zeit ist durch die Überlagerung des starken Gradientenfeldes der Hauptspulen nicht möglich.

Abbildung 2.10 stellt die Regelungen des Magnetfeldes schematisch dar. Das von den Sensoren

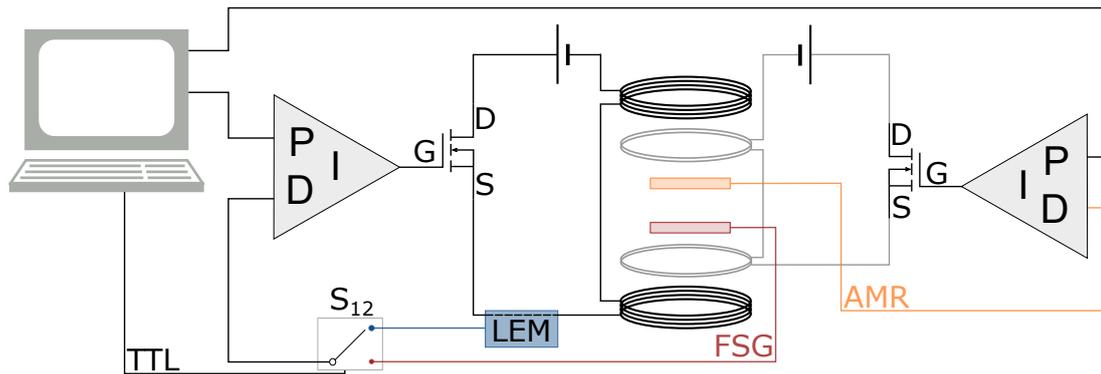


ABBILDUNG 2.10.: Schematische Darstellung der Regelungselektronik zur Kompensation magnetischer Felder.

erzeugte Signal bildet die Regelgröße am PID-Regler. Entspricht diese nicht der vom Computersystem generierten Führungsgröße, wird das Differenzsignal an den P-, I- und D-Teil des Regelkreises übergeben. Die Summe der resultierenden Teilsignale bildet das Stellsignal für das Stellglied der Regelschleife - den Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor [Kurz: MOSFET]. Der durch den MOSFET fließende Strom ist in diesem Aufbau proportional zum Regelpotential, welches zwischen Quelle und Gatter anliegt. Als gemeinsame Quelle der Spulenströme dient ein parallel geschaltetes, erdpotentialfreies Dualnetzteil [EA-PS 2316-050] mit einem Maximalstrom von 10 A. Das Schalten zwischen der reinen Stromstabilisierung und der Stabilisierung des anliegenden Magnetfeldes geschieht mittels zweier bistabiler Relais ( $S_{1,2}$ ). Als Schaltsignal dient ein vom Steuercomputer generiertes TTL-Signal mit einer Dauer von  $t \geq 10$  ms.

Zur Vermeidung von Masseschleifen in der Stabilisierungselektronik wird das Massepotential durch die Masse des PID-Reglers definiert. Die computergenerierte Führungsgröße wird mithilfe eines Differenzverstärkers an das Massepotential des Reglers angepasst. Der Digitalausgang zur Erzeugung des TTL-Signals ist durch einen Optokoppler galvanisch von der Regelung getrennt. Die direkte Messung und Stabilisierung des Magnetfeldes ist in diesem Aufbau durch zwei unterschiedliche Sensoren möglich. Beide erlauben eine separate Stabilisierung der Magnetfelder in den drei Raumachsen. Sie unterscheiden sich jedoch in ihrer Messbandbreite  $f_{bb}$  und Rauschdichte. Der FSG-Sensor ( $f_{bb} = 3$  kHz)[104] besitzt gegenüber dem AMR-Sensor ( $f_{bb} = 1$  MHz) eine deutlich reduzierte Bandbreite bei geringerem Rauschen und wird zur Erzeugung der Quantisierungsfelder bis 10 Gauß genutzt. Zur Kompensation von magnetischen Wechselfeldern mit Frequenzen  $f \geq 50$  Hz bietet der AMR-Sensor Vorteile. Er besitzt einen separaten Regelkreis und kann das Magnetfeld mithilfe der Helmholtz-Subspulen  $N1$  stabilisieren.

Die integrierte Rauschdichte des Magnetfeldes wird in der Bandbreite von 1 Hz bis 3 kHz durch die Regelung von  $484,96 \mu\text{G}$  (ohne Regelung) auf  $111,62 \mu\text{G}$  (FSG-Sensor) gesenkt. Die Regelbandbreite der Regelschleife beträgt 2 kHz. Das dominante Netzrauschen bei 50 Hz erfährt eine Dämpfung von 16 dBm. Eine ausführliche Beschreibung und Charakterisierung der Kompensationselektronik findet sich in [105].

## 2.5. Der Magnetfallenaufbau

Im folgenden Abschnitt wird der Aufbau sowie die erforderliche Schalt- und Stabilisierungselektronik zum Fangen der Rubidium Atome in der MOT und der Magnetfalle erläutert. Der in diesem Experiment realisierte Aufbau ermöglicht das Schalten zwischen verschiedenen Spulenkonfigurationen. Eine schematische Darstellung befindet sich in Abbildung 2.11.

Die Verschiebung  $\Delta E$  der atomaren Energieniveaus in einem Magnetfeld durch den linearen Zeemann-Effekt

$$\Delta E = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (2.3)$$

ermöglicht das Fangen neutraler Atome mit  $m_F g_F > 0$  in einem lokalen Magnetfeldminimum.  $\mu_B$  bezeichnet hier das Bohrsche Magneton und  $g_F$  den Landé-Faktor. Die Aufspaltungsenergie der gefangenen Atome steigt linear mit dem Betrag des Magnetfeldes  $|\mathbf{B}|$ , welches eine Kraft entlang des Magnetfeldgradienten  $-\nabla|\mathbf{B}|$  in Richtung geringerer Feldstärken ausübt.

Magnetfelder mit einem linearen Gradienten und einem lokalen Minimum lassen sich mithilfe stromdurchflossener Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration realisieren. Das erzeugte Magnetfeld im Bereich des Zentrums  $\mathbf{r} = 0$  zwischen den Spulen ist durch

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) \sim B' \begin{pmatrix} x/2 \\ y/2 \\ -z \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

gegeben. Der qualitative Verlauf entspricht dem in Abbildung 2.9b für  $n \geq 15$ .<sup>8</sup> Das resultierende Feld wird, zusätzlich zum magnetischen Fangen, auch zur Erzeugung des Quadrupolfeldes in der magneto-optischen Falle verwendet. Die an das Magnetfeld gestellten Anforderungen in der MOT und der Magnetfalle unterscheiden sich deutlich in dessen Gradienten und den geforderten Schaltzeiten. In der MOT-Phase sorgt das Magnetfeld zusammen mit den Lasern für die konservative Kraft zum Fangen im Ortsraum und die dissipative Kraft zum Kühlen der Atome im Impulsraum (siehe Kap. 3.3). Der benötigte Gradient beträgt  $\nabla|B_z| \leq 22 \text{ G/cm}$ . Die anschließende Melasse-Phase (siehe Kap. 3.4) erfordert ein schnelles Ausschalten des Feldes. Während der evaporativen Kühlung in der Magnetfalle definiert die vom Magnetfeldgradienten abhängige Stoßrate die Rethermalisierungszeit. Ein starker Einschluss während dieses Kühschritts verringert die Evaporationsdauer deutlich (siehe Kap. 3.6.2). Aufgrund dieser unterschiedlichen Anforderungen können die Hauptspulen, wie im Folgenden beschrieben, in unterschiedlichen Konfigurationen verwendet werden.

### 2.5.1. Die Hauptspulen

Die Hauptspulen zur Erzeugung des Quadrupol-Magnetfeldes für die MOT und die Magnetfalle besitzen pro Spule 210 Wicklungen. Sie bestehen jeweils aus vier nebeneinander gewickelten Subspulen. Drei Subspulen besitzen 60 Wicklungen, die vierte Subspule 30 Wicklungen. Der mittlere Wicklungsradius beträgt 45 mm und der mittlere Spulenabstand 100 mm. Als Leiter dient ein rechteckiger 2,6 mm x 1,6 mm Kupferlackdraht mit einem Widerstand  $R = 0,5 \Omega$  pro Spule. Für die in Reihe betriebenen Subspulen ergibt sich ein Magnetfeldgradient von  $\nabla B \sim 5,4 \text{ G/(cm A)}$ . Die maximal dissipierte Leistung über die wassergekühlten Spulenkörper ist

<sup>8</sup> $n$  entspricht der Anzahl der Ecken für Spulen mit der Geometrie regelmäßiger Polygone.

mit 1 kW abgeschätzt. Der daraus resultierende maximale Gradient beträgt  $\Delta B \sim 225 \text{ G/cm}$  [78]. Die gemessene  $1/e$ -Ausschaltzeit in dieser Konfiguration beträgt 12 ms (siehe Abb. 2.12). Der für die Magnetfalle benötigte minimale Magnetfeldgradient von  $13,5 \text{ G/cm}$  [106] wird bei einem Strom von  $2,5 \text{ A}$  erreicht. Mithilfe der Spulenelektronik lassen sich die einzelnen Subspulen getrennt ansteuern, wodurch die Subspule mit 30 Wicklungen einzeln während der MOT-Phase genutzt werden kann. Theoretisch reduziert dies die Schaltzeit um einen Faktor 3,5 gegenüber der Verwendung einer Spule mit 210 Windungen. Die gemessene  $1/e$ -Abschaltdauer beträgt jedoch  $4,8 \text{ ms}$  (gegenüber  $12 \text{ ms}$ ). Diese Diskrepanz lässt sich durch Induktion von Wirbelströmen in den nebenliegenden Spulen erklären. Das gemessene Gradientenfeld bei 30 Wicklungen beträgt  $1,54 \text{ G/(cm A)}$ .

Werden die Spulen in Helmholtz-Konfiguration mit 210 Wicklungen betrieben (siehe Abb. 2.11) ergibt sich bei  $I = 34 \text{ A}$  ein homogenes Magnetfeld von  $|B| \sim 576 \text{ G}$ .

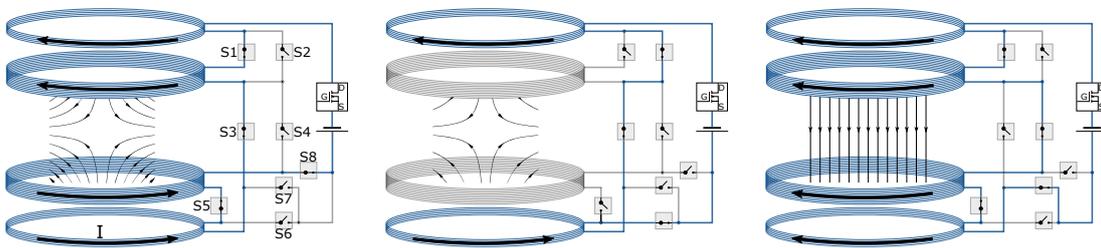


ABBILDUNG 2.11: Übersicht der Spulenkonfigurationen im Experiment. Die Spulenlogik (siehe Kap. 2.5.2) ermöglicht (von links nach rechts) das Schalten zwischen Gradientenfeldern durch Anti-Helmholtz-Spulen mit 210 Wicklungen, Anti-Helmholtz-Spulen mit 30 Wicklungen und homogenen Feldern durch Helmholtz-Spulen mit 210 Wicklungen.

## 2.5.2. Schaltungslogik

Die aus acht Halbleiterrelais aufgebaute Logikschaltung erlaubt das schnelle Schalten zwischen verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen während eines Experimentzyklus. Die Relais [*Crydom HD4850-10*] besitzen eine Maximalbelastbarkeit von  $125 \text{ A}$  und  $530 \text{ V}$  bei Schaltzeiten  $t_{\text{schalt}} \sim 20 \text{ ms}$ . Zum Schalten zwischen den Konfigurationen wird eine 3 bit Logik verwendet. Die Ansteuerung wird über drei Digitalausgänge der Experimentsteuerung realisiert. Die benötigten acht digitalen Signale werden mithilfe der NAND-Gatter-Logik gebildet. Das Layout und eine Beschreibung befinden sich im Anhang A.3.1. Tabelle 2.5 dient als Übersicht der Schaltlogik für die Subspulen- [Sub], Helmholtz- [HH] und Anti-Helmholtz-Konfiguration [AHH]. S1 bis S8 entsprechen den in Abbildung 2.11 gekennzeichneten Halbleiterrelais, "1" bedeutet leitend und "0" bedeutet sperrend. Das Logiklevel beträgt  $5 \text{ V}$ .

	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8
<b>AHH</b>	1	0	1	0	1	0	0	1
<b>Sub</b>	0	1	1	0	0	1	0	0
<b>HH</b>	1	0	0	1	1	0	1	0

TABELLE 2.5: Logiktable für die Spulenschaltung. S1-S8 stehen für die Relais 1 bis 8. **AHH** entspricht der Anti-Helmholtz-Konfiguration mit allen Subspulen in Reihe, **Sub** entspricht der Subspulen Konfiguration in der MOT-Phase und **HH** steht für die Helmholtz-Konfiguration der Spulen. "1"=geschlossen und "0"=offen.

### 2.5.3. Stromstabilisierung der Hauptspulen

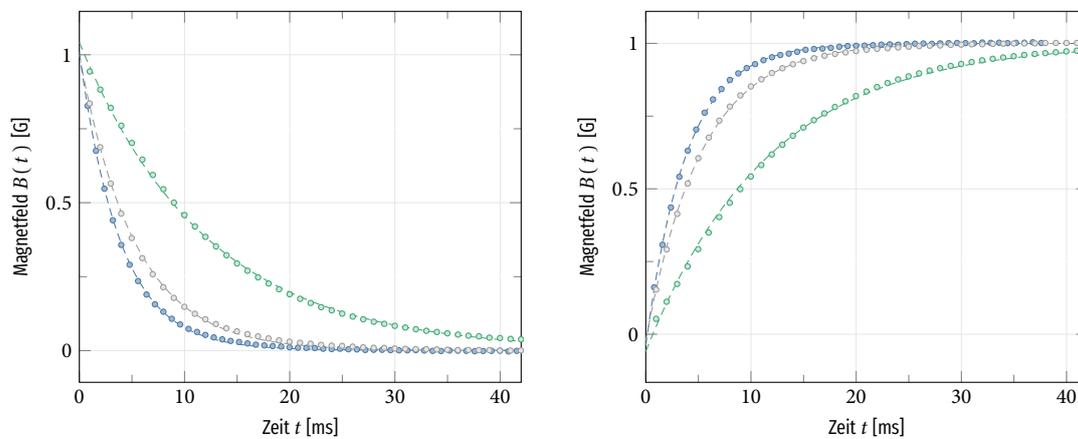


ABBILDUNG 2.12.: **Links:** Abschaltverhalten der Hauptspulen in Helmholtz- (grün), Anti-Helmholtz- (grau) und Anti-Helmholtz-Konfiguration einer Subspule (blau). **Rechts** sind die Anschaltverhalten der Spulen dargestellt.

Fluktuationen des magnetischen Feldes sind neben Stößen mit Atomen des Hintergrundgases der dominante Heizmechanismus in der Magnetfalle. Die Spulenstromregelung (vgl. Abb. 2.11) ist ein Regelkreis aus einem Stromsensor, einem PID und einem MOSFET als Stellglied. Die Regelung ermöglicht die Stabilisierung der Stromstärke und reduziert das Stromrauschen in den Spulen während der Experimentsequenz. Als Stromquelle für die Hauptspulen wird ein Linearnetzteil [*Elektro-Automatik, EA-PS-9036-060*] mit  $I = 60 \text{ A}$  und  $V = 36 \text{ V}$  verwendet. Die Bestimmung des Spulenstroms erfolgt mit Hilfe eines Hall-Effekt Stromsensors [*LEM, LA 100-P*]. Dieser besitzt eine Bandbreite von DC bis 200 kHz bei Stromstärken bis 150 A und einer angegebenen Genauigkeit von  $\pm 0,7\%$ . Das Ausgangssignal des Stromsensors dient einem PID-Regler als Stellgröße. Die Regelgröße bildet eine von der Experimentsteuerung definierte differentielle Ausgangsspannung mit einer Auflösung von 16 bit (siehe Kap. 2.8). Der PID ist ein in diesem Institut entwickelter Analogregler (*PID-Thijs*) mit einer modifizierten Endstufe, welche das direkte Treiben des kapazitiven MOSFET-Gatters ermöglicht. Die Stromregelung ist durch einen passiv-gekühlten Leistungs-MOSFET [*IXFS, 82N60P*] realisiert. Der MOSFET besitzt eine Spannungsfestigkeit von 600 V und Stromfestigkeit von 82 A. Zu dessen Schutz vor Überspannung und zur Dissipation der Energie des abbauenden Magnetfeldes ist ein 430 V Varistor zwischen Quelle und Senke parallel geschaltet.

Mit Hilfe der Stromstabilisierung wird eine  $1/e$  Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle von bis zu  $\tau = 44,6 \text{ s}$  (siehe Kap. 3.6.3) erreicht, was eine zuverlässige Evaporation in der Magnetfalle ermöglicht.

## 2.6. Die Mikrowelle

In der magnetischen Quadrupolfalle wird die evaporative Kühlung zur Steigerung der Phasenraumdicke genutzt (siehe Kap. 3.6). Bei den Anforderungen an den experimentellen Aufbau gibt es wellenlängenbedingt starke Unterschiede bei der RF- und mikrowelleninduzierten Evaporation. In diesem Experiment befindet sich die Antenne außerhalb der Vakuumkammer und wird durch einen optischen Zugang mit  $\varnothing = 28 \text{ mm}$  Durchmesser eingestrahlt. Dieser wirkt als

Rundhohlleiter für das elektromagnetische Feld. Strahlung unterhalb der Grenzfrequenz kann in diesem nicht propagieren und erfährt eine starke Dämpfung. Die ausbreitungsfähige Grundmode für eine runde Geometrie ist die magnetische Grundmode  $H_{11}$  mit der Grenzfrequenz

$$f_{g(1,1)}(R) = c \frac{\chi}{2\pi R}$$

[107]. Hier ist  $\chi_{1,1} = 1,841$  durch die erste Nullstelle der Ableitung der Besselfunktion erster Ordnung gegeben.  $c$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit und  $R$  den Hohlleiterradius. Die Grundmode des optischen Zugangs besitzt eine Grenzfrequenz von  $f_{g(1,1)} = 6,27$  GHz. Die zur Mikrowellenevaporation genutzte 6,8 GHz Strahlung kann somit im Gegensatz zur RF-Strahlung in dem Hohlleiter propagieren.

Im Folgenden wird auf die Erzeugung der Mikrowellenfrequenzen eingegangen und die im Experiment verwendete Antenne diskutiert.

### 2.6.1. Die Mikrowellenquelle

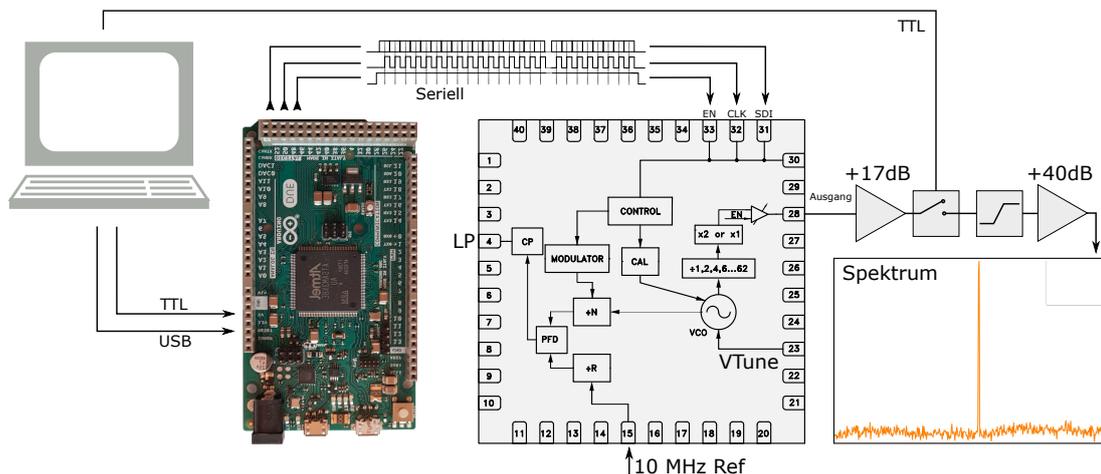


ABBILDUNG 2.13: Schematische Darstellung der Erzeugung der Mikrowellenstrahlung. Die Frequenzdaten werden vom Steuercomputer an den Mikrocontroller (Arduino DUE, kurz:  $\mu C$ ) gesendet. Das TTL-Signal löst für jede Frequenzänderung die serielle Übertragung vom  $\mu C$  an den Mikrowellenchip aus. Dessen Ausgangssignal passiert einen Mikrowellenschalter und Hochpassfilter. Nachträglich wird es auf 40 dBm verstärkt.

Die zur Evaporation und Zustandspräparation benötigten Mikrowellenfrequenzen zwischen 6,8 GHz und 7 GHz werden durch einen auf 10 MHz phasenstabilisierten spannungsgesteuerten Oszillator [Analog Devices HMC834LP6GE] (engl. *Voltage Controlled Oscillator*, kurz: VCO) generiert. Abbildung 2.13 zeigt den schematischen Aufbau, die computergestützte Ansteuerung und die integrierte Schaltung des VCO. Die 10 MHz werden über den  $\div R$  Teiler an den Phasen-Frequenz-Detektor (kurz: PFD) übergeben.  $\div R$  ist ein ganzzahliger Teiler und erlaubt die Anpassung der Referenzfrequenz an den PFD. Die Ausgangsfrequenz des VCOs wird über die Spannung des Signaleingangs "VTune" eingestellt. Zur Stabilisierung der Frequenz und Phase wird ein Teil der VCO-Ausgangsleistung an dem  $\div N$  Element herunter geteilt. Dieser besteht aus einem ganzzahligen- und einem gebrochenzahligen Teiler mit 19 bit und 24 bit Auflösung. Die Regelabweichung zwischen  $\div R$  und  $\div N$  am PFD wird als Stellgröße von der Ladungspumpe (CP) an den "VTune" Eingang des VCO angelegt. Die fünf Elemente  $R$ -Teiler,  $N$ -Teiler, Phasendetektor, Ladungspumpe, und der VCO bilden folglich die phasenstabilisierende Regelschleife. Als

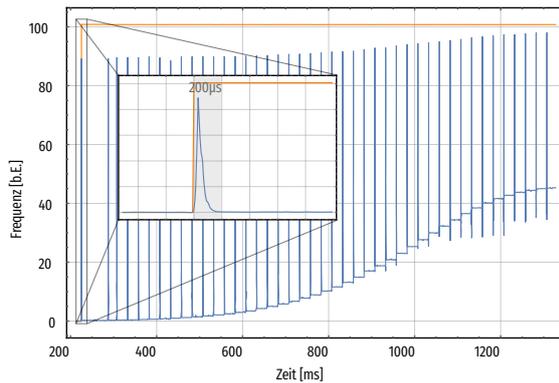


ABBILDUNG 2.14: Frequenzrampe (von 7 GHz bis 6,8 GHz) der Mikrowellenschaltung mit einer Änderungsrate von  $\Delta t^{-1} = 50 \text{ Hz}$ . Der Messaufbau ist in Kapitel A.3.2 beschrieben. Bei jedem Änderungsschritt treten bei der Stabilisierung des VCO für  $\leq 200 \mu\text{s}$  hohe Frequenzen auf. Die Stabilisierungsdauer wird bei der Zustandspräparation vor den Mikrowellenpulsen abgewartet. Die zeitliche Genauigkeit wird über den Vergleich mit einem Digitalkanal der Experimentsteuerung (orange) bestimmt (siehe Detailansicht). Die gemessene Verzögerung zwischen dem TTL-Signal und dem Frequenzschritt der Mikrowelle beträgt 5 ms welche durch die Experimentsteuerung kompensiert wird.

Stellglied der VCO-Frequenz dient das  $\div N$ -Element, dessen Werte über den Modulator gesetzt werden. Die Frequenz berechnet sich durch

$$f_{vco} = \frac{f_{Ref}}{R} (N_{Ganz} + N_{Teil}) = f_{Ganz} + f_{Teil}. \quad (2.5)$$

Mit Hilfe des vor dem Ausgang befindlichen Frequenzverdopplers  $k = \{1/2, 1\}$  lässt sich die Ausgangsfrequenz

$$f_{out} = \frac{f_{vco}}{k}$$

zwischen 5,6 bis 8,4 GHz frei mit einer Schrittweite von  $\delta f = 1,2 \text{ Hz}$  wählen [108]. Die Parameter des integrierten Schaltkreises sind durch 19 Register mit jeweils 24 Bit definiert. Die Daten werden über eine serielle Schnittstelle an den Chip übertragen. Das kommerziell erhältliche Entwicklerboard ermöglicht eine Verbindung zu der Experimentsteuerung mittels USB-Verbindung, die Frequenz ist jedoch in diesem Fall statisch und kann während des Experimentzyklus nicht geändert werden. Dies wird durch den Austausch des Entwicklerboards gegen einen Mikrocontroller [Arduino Due] umgangen. Der auf dem Arduino ausgeführte Code zum Programmieren des Mikrowellenchips befindet sich in Anhang A.2.3. Die Verbindung zur Experimentsteuerung ist über eine USB-Verbindung mit einer Baudrate von 500 kBd realisiert. Die für die Experimentsequenz benötigten Zeitschritte werden in der LabVIEW basierten Experimentsteuerung generiert<sup>9</sup>.

Mit Hilfe von Gl. 2.5 werden die Werte des ganzzahligen- ( $N_{ganz}$ ) und des gebrochenzahligen Teilers ( $N_{teil}$ ) bestimmt. Diese werden auf den Arduino übertragen und dort in einem Array gespeichert. Das Array besitzt eine Länge von 11500 Einträgen<sup>10</sup>, was einer maximalen Sequenzlänge von 230 s bei einer konstanten Schreibrate von 50 Hz entspricht. Um die Synchronität mit dem Experimentzyklus zu gewährleisten, wird die Änderung der Frequenz durch die Experimentsteuerung ausgelöst. Das von der Steuerung gesendete TTL-Signal triggert ein "INTERRUPT-Event" im Arduino Code zum Senden der neuen Frequenzdaten an den Mikrowellenchip. Die Verwendung eines Interrupts wird für zeitkritische Prozesse genutzt, da das laufende Programm kurzzeitig unterbrochen und die Interrupt-Methode ausgeführt wird. Der Mikrocontroller dient somit als Echtzeitsystem und verhindert eine zeitliche Variation der Übertragungsdauer (siehe Abb. 2.14). Der Zähler, der die aktuelle Leseposition im Array angibt, wird beim Ausführen der Interrupt-Methode inkrementiert. Dies führt zu einer schrittweisen Ausführung der im Array

<sup>9</sup>Der Zeitversatz durch die Übertragungsdauer der Daten vom Arduino auf den Mikrowellenchip von 5 ms werden bei der Berechnung der Zeitschritte kompensiert.

<sup>10</sup>Die Array-Länge ist durch den internen Speicher des Mikrocontrollers limitiert.

befindlichen Sequenz. Die Schrittrate bei der Frequenzänderung ist durch die Übertragungsdauer der Daten auf den Mikrowellenchip und die Phasenstabilisierung des internen VCO auf die externe Referenz limitiert. Die im Experiment verwendete Änderungsrate beträgt 50 Hz (siehe Kap. 3.6.2). Für die Bestimmung der Schaltgeschwindigkeit ( $\leq 200 \mu\text{s}$ ) und der Verzögerung zwischen dem TTL-Trigger-Signal und der Änderung der Frequenz (5 ms) wurde die Frequenz des Ausgangssignals (Aufbau siehe Kap. A.3.2) in eine Spannung konvertiert. Das detektierte Signal ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Die Verzögerung ist hier durch die Experimentsteuersoftware kompensiert. Zum schnellen Schalten der Mikrowellenleistung passiert das Ausgangssignal drei in Reihe geschaltete elektronische Schalter [*Minicircuits ZY5WA-2-50DR*]. Die Schaltzeit beträgt 6 ns und die resultierende Leistungsabschwächung im gesperrten Zustand liegt bei der Arbeitsfrequenz  $f = 6,8 \text{ GHz}$  bei  $\geq 50 \text{ dB}$ . Die Signalpegelanpassung für den Eingang des 40 dB Leistungsverstärkers [*KuPA 640720-10A*] ist durch zwei rauscharme 16 dB Verstärker realisiert. Am 40 dB Verstärkereingang beträgt der Eingangspegel 0 dBm und wird auf 10 W Ausgangsleistung verstärkt. Dieser ist mit einem dämpfungsarmen Coaxialkabel ( $\sim 0,8 \text{ dB/m}$ ) [*Aircell 5*] mit der Mikrowellenantenne verbunden. Ein Richtungskoppler dient zum Schutz des Verstärkers vor Reflexionen.

In Abbildung 2.15 ist die Rauschleistungsdichte der Mikrowellenquelle (blau) bei 6,8 GHz im Frequenzspektrum von  $0,1 - 10^7 \text{ Hz}$  dargestellt. Zum Vergleich dient die gemessene Rauschleistungsdichte eines frequenzverdreifachten Synthesizers (grau) [*Markoni 2014*].<sup>11</sup>

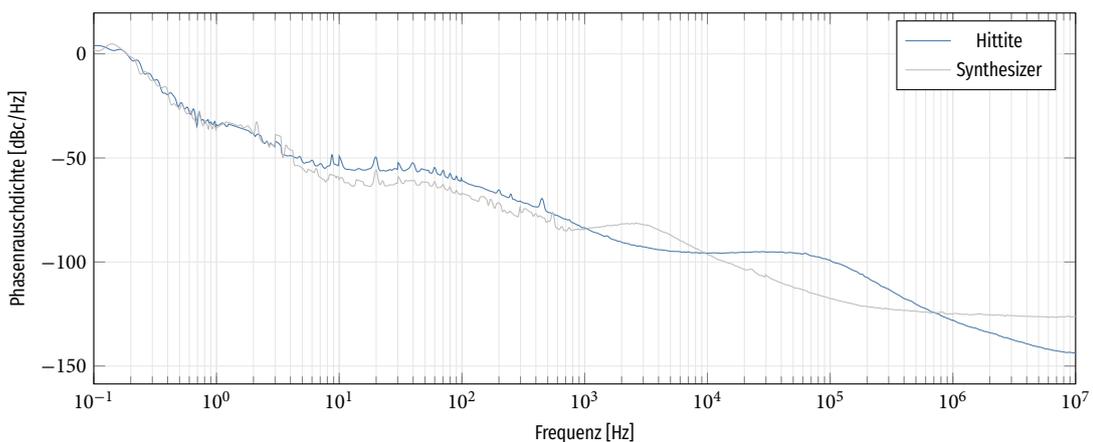


ABBILDUNG 2.15: Vergleich der Phasenrauschdichte des verwendeten Hittite Mikrowellenaufbaus mit einem frequenzvervielfachten Synthesizer bei einer Zentralfrequenz von  $f = 6,8 \text{ GHz}$ .

## 2.6.2. Die Mikrowellenantenne

Im Experiment wird für die Erzeugung der Mikrowellenstrahlung eine Hohlleiterantenne des J-Bandes (5,8 GHz bis 8,2 GHz) der Länge  $3/4 \cdot \lambda$  genutzt. Der kapazitive Einspeisepunkt ist  $\lambda/4$  von den leitenden Antennenwänden entfernt (siehe Abbildung 2.16). Diese Anordnung erzwingt ein Feldmaximum der Mikrowelle an der Einkoppelantenne und begrenzt die Ausbreitung der hier erzeugten  $H_{10}$ -Mode auf die gewünschte Ausbreitungsrichtung. Im Vergleich zu Stab- und Ringantennen führt die gerichtete Strahlung zu einer höheren Mikrowellenleistung am Ort der

<sup>11</sup>Für die Frequenzverdreifachtung wird das Ausgangssignal auf 30 dBm verstärkt und mittels einer Speicherschaltodiode ein Frequenzkamm generiert. Der 6,8 GHz Zinken wird über einen Bandpassfilter von den anderen Frequenzen isoliert und vermessen.

Atome<sup>12</sup>. Die Polarisation der Mikrowellenstrahlung ist durch die Antennengeometrie gegeben. Diese ist in diesem Aufbau linear. Für die magnetischen Dipolübergänge bei der Zustandspräparation vom Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  werden  $\pi$ - sowie  $\sigma$ -Übergänge genutzt. Die Justage der Polarisation des Mikrowellenfeldes  $\vec{B}_{MW}$  geschieht über die relative Ausrichtung der Antenne zum Quantisierungsfeld. Diese ist im Experimentaufbau um  $\sim 30^\circ$  im Bezug zum magnetischen Quantisierungsfeld  $\vec{B}_q$  verkippt. Die resultierenden Rabi-Frequenzen für  $\sigma$ - und  $\pi$ -Übergänge sind hier vergleichbar stark (siehe Tab. 3.2).

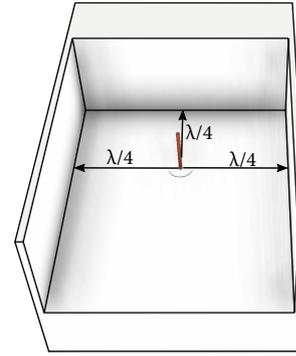


ABBILDUNG 2.16: Schnittbild der Mikrowellenantenne.

## 2.7. Das Abbildungssystem

Die zur Charakterisierung ultrakalter Gase benötigten Informationen werden durch optische Bildgebungsverfahren gewonnen. Mit ihnen lassen sich die Anzahl der Atome, die Dichteverteilung und die Position des Massenschwerpunkts zu einem exakten Zeitpunkt messen. Die charakteristischen Kenngrößen, wie die Temperatur und die Phasenraumdicke des Ensembles (siehe Abb. 3.15), lassen sich aus diesen Parametern eindeutig bestimmen. Über die Positionsänderung  $\delta x$  des Ensembleschwerpunktes für unterschiedliche freie Expansionsdauern (*engl. Time of Flight*, kurz TOF)  $t$ , kann der Impuls des Ensembles ( $p = m \cdot \delta x / t$ ) bestimmt werden. Die Expansion des Ensembles während der TOF dient bei der Charakterisierung der Ensembles als ein "Vergrößerungsglas" mit Blick auf den Impulsraum. Dies findet beispielsweise Anwendung bei der Bestimmung der Fallenfrequenzen der optischen Dipolfalle (siehe Abb. A.9), der Eichung der Abbildungsgröße (siehe Abb. 2.19) und bei der Charakterisierung der Kondensation des Ensembles. Denn als Nachweis des Übergangs vom thermischen in das quantenentartete Regime wird die Änderung der Dichteverteilung vom gauß'schen- zur bimodalen Verteilung (siehe Abb. 3.16) sowie die Änderung des Aspektverhältnisses (siehe Abb. 3.18) verwendet [12].

Bei den Bildgebungsverfahren wird zwischen Absorptions- und Fluoreszenzabbildungen unterschieden. Bei der Absorptionsabbildung wird der Schattenwurf und bei der Fluoreszenzabbildung das isotrop emittierte Licht der Atomwolke auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet. Für beide Abbildungsarten bestimmt die aus den optischen Bloch-Gleichungen abgeleitete Streurate  $\gamma$

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.6)$$

die Signalstärke. Hier gibt  $I_{sat}$  die Sättigungsintensität des Übergangs,  $\delta$  die Verstimmung zur atomaren Resonanz und  $\Gamma = 1/\tau = 2\pi \cdot 6.065(9)$  MHz [109] die Linienbreite an. In diesem Experiment finden beide Verfahren Verwendung und werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

<sup>12</sup>Im Experiment wurde die Ringantenne durch die Hohlleiterantenne ersetzt. Ein direkter Vergleich der Rabi-Frequenzen bei der Zustandspräparation zeigte eine Verdoppelung der Leistung des treibenden Feldes am Ort der Atome.

## 2.7.1. Die Absorptionsabbildung

Die Absorptionsdetektion beruht auf der Absorption und isotropen Reemission des resonanten Detektionslichtes. Das Streuen des Lichtes erzeugt einen Schatten im Abbildungsstrahl, welcher mit Hilfe der CCD-Kamera [Andor LucaR604 OEM Housing] mit  $8 \times 8 \mu\text{m}^2$  Pixelgröße detektiert wird (siehe Abb. 2.17). Der Aufbau sowie die Optik zur Bildgebung sind schematisch in Abbildung 2.17 dargestellt. Für die vertikale Absorptionsdetektion wird das Detektionslicht an einem 30 mm PBS mit dem vertikalen MOT-Licht überlagert. Die Polarisierungen des Abbildungs- und MOT-Strahls sind orthogonal gewählt. Während der S-polarisierte Abbildungsstrahl am PBS reflektiert wird, wird der P-polarisierte MOT-Strahl transmittiert. Mit Hilfe der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten wird die für den Betrieb der 3D-MOT erforderliche zirkuläre  $\sigma^\pm$ -Polarisation generiert. Das Durchlaufen der zweiten Verzögerungsplatte dreht die Polarisation nach dem Passieren der Atomwolke in den Ausgangszustand zurück. Im Folgenden kann das Detektionslicht vom 3D-MOT Licht mit Hilfe des zweiten PBS-Würfels separiert und auf der Kamera abgebildet werden. Die Abbildung ist mit zwei 1-Zoll antireflex-beschichteten "Best Form" Linsen  $f_1 = 200$  und  $f_2 = 350$  mm realisiert. Deren Brennweitenverhältnis führt zu einer Vergrößerung von  $1 : 1,75$  und besitzt ein gemessenes Auflösungsvermögen von  $8,8 \mu\text{m}$ . Die Brennweite der ersten Linse  $f_1$  ist durch die Geometrie der Kammer und der darauf befindlichen Spulen definiert. Die große Brennweite der ersten Linse führt zu einem sehr großen Abbildungsteleskop (110 cm). Um Astigmatismus durch die Verkippung der Abbildungslinsen zu verhindern, wurden die Optiken in ein Tubensystem [Thorlabs SM1 Produktlinie] integriert<sup>13</sup>.

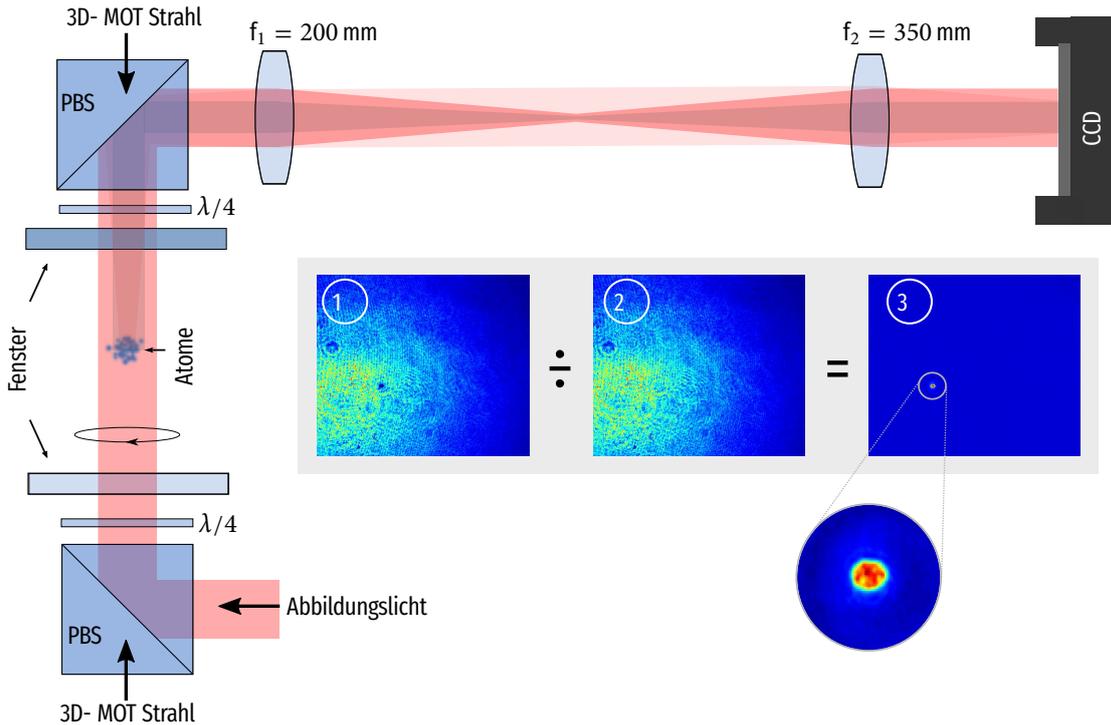
Die quantitative Bestimmung der Ensembleeigenschaften geschieht über die Auswertung des Schattenwurfes im Abbildungsstrahl. Aus der zweidimensionalen Projektion des Intensitätsverlaufs kann die integrierte Atomdichte

$$\tilde{n}(x, y) = \int dxn(x, y, z)$$

bestimmt werden [111]. Eine ausführliche Herleitung findet sich in diverser Literatur [112–115]. Zur Verbesserung des Signals werden für die experimentelle Bestimmung der integrierten Atomdichte drei Bilder in Serie aufgenommen. Die erste Abbildung bildet die gauß'sche Intensitätsverteilung  $I_A(x, y)$  des Lichtfeldes mit dem durch das Ensemble erzeugten Schattenwurf ab (Abb. 2.17①). Das resonante Licht des Abbildungsstrahls heizt dabei das Ensemble auf. Die Belichtungszeit ( $12 \mu\text{s} \leq t \leq 40 \mu\text{s}$ ) ist daher sehr kurz gewählt, um die resultierenden Dichteänderungen nicht abzubilden. Mit 200 ms Verzögerung, während der die Atome den Abbildungsbereich verlassen, wird das zweite Bild mit identischen Parametern aufgenommen<sup>14</sup>. Die zweite Aufnahme bildet ausschließlich die Intensitätsverteilung  $I_D(x, y)$  des Detektionsstrahls ab. Das dritte (Hintergrund-) Bild  $I_H(x, y)$  dient zur Kompensation des Umgebungslichtes und dem elektrischen Eigenrauschen der Kamera und wird ohne Detektionslicht aufgenommen. Die integrierte Atomdichte lässt sich nun aus der um den Hintergrund korrigierten Differenz von

<sup>13</sup>Aufgrund der Länge des Abbildungssystems befindet sich ein 1" Umlenkspiegel unter einem Winkel von  $45^\circ$  im Fokus zwischen den Linsen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist dieser Spiegel in der schematischen Darstellung des Abbildungssystems nicht eingezeichnet.

<sup>14</sup>Die Wartezeit wird durch die USB-Übertragungsdauer des ersten Bildes von Kamera zum Steuercomputer limitiert.



ABILDUNG 2.17: Aufbau des Absorptions-Abbildungssystems. Der S-polarisierte Abbildungsstrahl wird an einem PBS mit dem 3D-MOT Strahl überlagert. Die Polarisationsänderung der ersten  $\lambda/4$ -Platte wird durch die zweite kompensiert. Die Linsen  $f_1$  und  $f_2$  führen zu einer 1,75-fachen Vergrößerung. Pro Experimentdurchlauf werden zwei Bilder (mit ① und ohne Atome ②) aufgenommen. Der Quotient ergibt das um den Hintergrund bereinigte Bild ③.

$I_D(x, y)$  und  $I_A(x, y)$  mit

$$\tilde{n}(x, y) = \frac{\alpha}{\sigma_0^{\sigma^+}} \left( 1 + 4 \left( \frac{\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right) \ln \frac{I_B(x, y) - I_H(x, y)}{I_A(x, y) - I_H(x, y)} + \frac{I_B(x, y) - I_A(x, y)}{\sigma_0^{\sigma^+} I_{sat}^{\sigma^+}} \quad \text{mit} \quad (2.7)$$

$$\sigma_0^{\sigma^+} = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}^{\sigma^+}} \quad (2.8)$$

bestimmen[111]. Hier beschreibt  $\hbar\omega$  die Photonenergie,  $\Gamma$  die Linienbreite des verwendeten Übergangs und  $\Delta$  die Verstimmung von der Resonanz.  $I_{sat} = \alpha I_{sat}^{\sigma^+} = \alpha 1,669 \text{ mW/cm}^2$  [109] ist die Sättigungsintensität für das  $\sigma^+$ -polarisiertes Detektionslicht<sup>15</sup>. Der  $\alpha$ -Faktor wird zur Kompensation zusätzlicher Polarisationskomponenten eingeführt, welche zum Beispiel durch einen Winkel zwischen dem Wellenvektor des Lichtes und dem Quantisierungsfeld entstehen. Die zur experimentellen Bestimmung von  $\alpha$  verwendete Methode beruht auf [116]. In Experimentsequenzen mit reproduzierbaren Atomzahlen wird die Lichtintensität des Detektionsstrahls variiert und  $\alpha$  so gewählt, dass die ermittelte integrierte Dichte unabhängig von der verwendeten Intensität ist. Während für geringe Lichtintensitäten der erste Summand in Gl. 2.7 dominiert, ist dieser für Lichtstärken oberhalb der Sättigungsintensität zu vernachlässigen. Für hohe Lichtintensitäten überwiegt der zweite Summand, welcher als Unsicherheit ausschließlich die Quanteneffizienz der genutzten CCD-Kamera beinhaltet. Der  $\alpha$ -Faktor wurde experimentell in diesem Experiment zu  $\alpha = 1$  bestimmt. Die gemessene Quanteneffizienz der Kamera beträgt 0,55 bei  $\lambda \sim 780 \text{ nm}$ . Die Vergrößerung der Abbildungsoptik kann für die vertikale Achse nicht experimentell über

<sup>15</sup>Die Sättigungsintensität  $I_{sat}^{\sigma^+} = 1,669 \text{ mW/cm}^2$  bezieht sich auch den Kühlübergang von  $^{87}\text{Rb } |F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ .

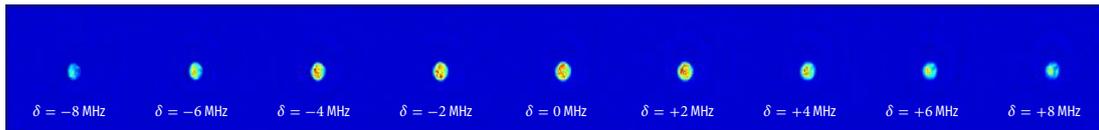


ABBILDUNG 2.18.: Absorptionsaufnahmen des BECs nach einer Fallzeit von  $T_{\text{TOF}} = 23 \text{ ms}$  für Verstimmungen zwischen  $-8 \text{ MHz} \leq \delta \leq +8 \text{ MHz}$  zur Bestimmung der Abbildungsebene [117]. Die fokale Ebene befindet sich hier  $\delta z \sim 2,6 \text{ mm}$  unterhalb des Fallenzentrums der optischen Dipolfalle.

eine Fallzeitmessung bestimmt werden, da die Abbildungsebene in Fallrichtung liegt. Zur Verifizierung der Vergrößerung der Abbildung wurde die gemessene Ensemblegröße mit der horizontal ausgerichteten Fluoreszenzdetektion verglichen (siehe Kap. 2.7.2). Die experimentell bestimmte Vergrößerung beträgt  $1 : 1,7$ . Eine Messung der atomaren Eigenschaften zu unterschiedlichen Fallzeiten mit der vertikalen Abbildung könnte durch gezieltes Verschieben der Abbildungsoptik erreicht werden. Dies ist jedoch in der Praxis sehr aufwändig, da die exakte Position der Abbildungsebene nach jeder Verschiebung nachträglich bestimmt werden muss. Dies wird im experimentellen Alltag vermieden. Die Optimierung der Abbildung wird über die Minimierung der Beugungserscheinungen an dichten Atomwolken für unterschiedliche Verstimmungen  $\delta$  vorgenommen (siehe Abb. 2.18) [114].

## 2.7.2. Horizontale Fluoreszenz-Detektion

Die Fluoreszenz-Detektion beruht auf der isotropen, spontanen Emission von Photonen auf dem Übergang vom zuvor angeregten Zustand  $|F' = 3\rangle$  in den Grundzustand  $|F = 2\rangle$ . Zur Bildgebung wird ein Teil des emittierten Lichtes mit einer Sammellinse auf den CCD-Chip der Kamera [*Pixelfly USB*] abgebildet. Die resultierende Signalstärke skaliert dabei linear mit dem abgebildeten Raumwinkel  $\Omega = A/r^2$ , der von der Linsenfläche  $A$  und dem Abstand  $r$  abhängig ist. Im Gegensatz zur vertikalen Absorptionsdetektion ermöglicht die horizontale Bildgebung die Bestimmung der Ensembledynamik während der Freifallzeit, da sich das Ensemble in der Abbildungsebene bewegt. Die Bewegung des Massenschwerpunktes für unterschiedliche TOF-Dauern wird zur experimentellen Bestimmung des Vergrößerungsfaktors herangezogen (siehe Abb. 2.19).

Die Bildgebung ist im Experimentaufbau mit einer  $100 \text{ mm}$  "Best Form" Linse [*Thorlabs LBF254-*

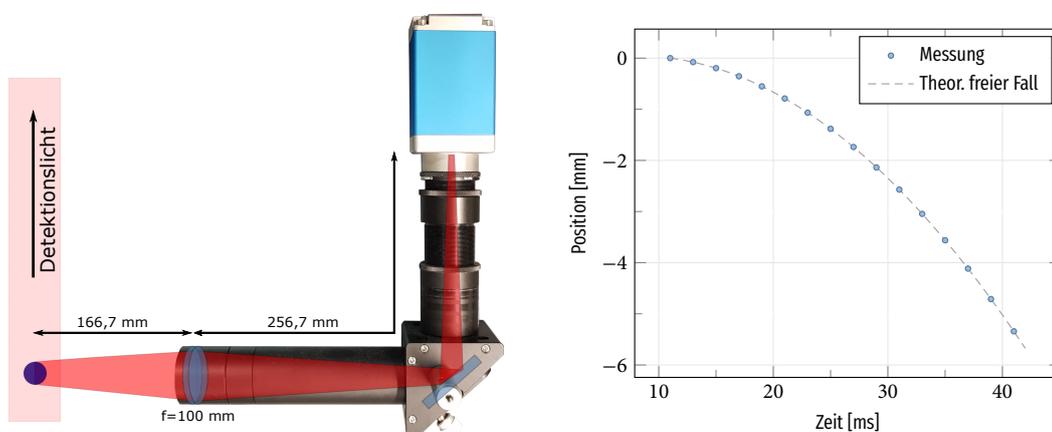


ABBILDUNG 2.19.: **Links:** Aufbau der Fluoreszenz-Detektion. **Rechts:** Vergleich TOF-Messung mit dem theoretischen freien Fall zur Eichung der Abbildungsgröße.

100- B] realisiert. Diese befindet sich im Abstand von 166 mm zu den Atomen und bildet einen Raumwinkel von  $\theta = 0,0166$  Sr ab. Das Bild wird über einen Umlenkspiegel auf die vertikal platzierte Kamera geworfen. Eine korrekte Ausrichtung der Linse und der Kamera zu den Atomen ist durch ein 1-Zoll Tubensystem sichergestellt. Über das Verhältnis des Bildabstands zur Brennweite der Linse bestimmt sich die theoretische Vergrößerung zu  $V_{\text{theo}} = 1,51$ , welche gut mit dem experimentell bestimmten Wert von  $V = 1,54$  übereinstimmt (siehe Abb. 2.19). Das Auflösungsvermögen beträgt in dieser Abbildung  $6,4 \mu\text{m}$  und ist durch die Pixelgröße der Kamera limitiert. Die während der freien Evolution auftretende Änderung der Ensemblegröße kann für thermalisierte, wechselwirkungsfreie Gase zur Messung der Temperatur

$$T_i = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_i^2(t) - \sigma_{0,i}^2}{t^2}, \text{ mit } i \in x, y \quad (2.9)$$

genutzt werden. Hier beschreibt  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $m$  die atomare Masse,  $\sigma_{0,i}$  die Anfangs- und  $\sigma_i(t)$  die Gaußbreite nach der Fallzeit  $t$ . Die zur Auswertung genutzten Bilder werden, wie bei der Absorptionsabbildung, aus drei in Serie aufgenommenen Abbildungen errechnet. Da der Detektionsstrahl nicht auf der Kamera abgebildet wird, muss die Lichtintensität ( $I_{\text{det}} = 38 \text{ mW/cm}$ ) im Vorfeld bestimmt werden. Die integrierte Dichte  $\tilde{n}(x, z)$  lässt sich bei der Fluoreszenz-Abbildung mit

$$\tilde{n}(x, z) = \frac{4\pi \cdot \alpha}{\theta \cdot \sigma_{\text{sq}} \cdot I_{\text{det}}} \cdot \left( 1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I_{\text{det}}}{I_{\text{sat}}} \right) (I_B(x, z) - I_A(x, z))$$

berechnen. Hier beschreibt  $\sigma_{\text{sq}}$  den Streuquerschnitt,  $I_{\text{sat}}$  die Sättigungsintensität und  $\alpha$  einen empirischen Korrekturfaktor [116].

## 2.8. Computergestützte Experimentsteuerung

Die Erzeugung quantenentarteter Gase stellt hohe Anforderungen an die zeitliche Synchronität und Stabilität der Experimentsteuerung. Die Reproduzierbarkeit der Experimentabläufe erfordert eine Stabilität und Genauigkeit der einzelnen Zeitbasen im Mikrosekunden Regime. Als Zeitbasis dient das 10 MHz Ausgangssignal eines GPS-stabilisierten Synthesizers [Markoni 2014] mit einer Stabilität von  $10^{-14}$ . Auf diese Referenzfrequenz werden alle Frequenzerzeuger und zeitkritischen Systeme in diesem Experiment stabilisiert. Die Steuerung des Experiments, die zeitliche Synchronisierung aller verwendeten Geräte sowie die Erzeugung analoger- und digitaler Signale wird durch die Experimentsteuerungssoftware koordiniert. Als Programmiersprache wird LabVIEW<sup>®</sup> verwendet. Auf einen separaten "Real-Time"-Computer wurde verzichtet, da die in der Steuerung genutzte DAQmx-Technologie [National Instruments] DMA (Direct Memory Access engl. für Direkten Speicher Zugriff) ermöglicht. Die Steuerhardware kann ohne Umweg über die CPU des Computers auf die im RAM gespeicherten Daten zugreifen und ausgeben. Eine Korruption des zeitlichen Ablaufs durch parallel laufende Prozesse ist ausgeschlossen. Abbildung 2.20 zeigt den schematischen Aufbau der computergestützten Experimentsteuerung. Der Steuercomputer enthält zur Erzeugung analoger- und digitaler Signale zwei National Instruments Karten [NI PCI6723 und NI PCIe-6323]. In Summe bieten sie 48 digitale I/O, 32 analoge Ausgänge niedriger Abtastrate und 4 analoge Kanäle hoher Abtastrate. Letztere werden zur Erzeugung linearer Signalarmpen im Experiment genutzt. Die Ausgabe der Signale erfolgt

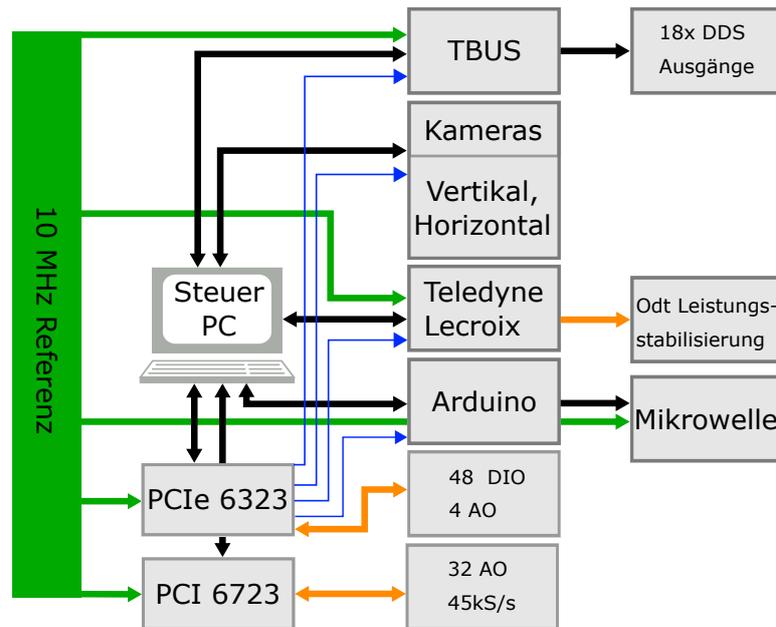


ABBILDUNG 2.20.: Schematische Darstellung des Aufbaus zur computergestützten Experimentsteuerung. Alle Frequenzen und Zeitbasen werden durch die 10 MHz (grün) definiert. Die zeitliche Synchronität unterschiedlicher Geräte ist durch TTL-trigger-Signale (blau) gewährleistet. Analoge und digitale Signale sind in orange dargestellt.

über selbst entwickelte BNC-Verbindungsplatinen. Zum Verhindern von Masseschleifen werden die analogen Signale durch Differenzverstärker in differentielle Signale gewandelt. Die digitalen Kanäle sind über Optokoppler mit dem Experimentaufbau verbunden. Die Referenzierung der Zeitbasis der NI-Karten auf die 10 MHz Referenz ist über eine Phasenstabilisierung realisiert. Als Eingang wird der „RTSI 7“-Eingang der PCIe-6323 Karte verwendet. Die RTSI-Eingänge befinden sich separiert von den Steuersignalen direkt auf der Steuerkarte im PC<sup>16</sup>. Ein zwischengeschalteter Optokoppler dient zur Trennung der Potentiale des Erdpotentials des Computers und der 10 MHz Quelle.

Die zum Schalten der AOMs benötigten Frequenzen werden durch sechs DDS-Karten des TBUS kontrolliert. Dieser wurde in der Gruppe für kompakte Raumfahrttelektronik unter der Leitung von Thijs Wendrich im Institut für Quantenoptik entwickelt. Die Übertragung der Daten geschieht über eine Ethernet-Verbindung im Vorfeld jeder beginnenden Sequenz. Ein durch einen Optokoppler galvanisch getrenntes, digitales TTL-Signal markiert den Startzeitpunkt. Die Zeitintervalle innerhalb des Zyklus sind durch die interne Zeitbasis bestimmt. Die zeitliche Synchronität wird durch eine Phasenstabilisierung auf die frequenzverdoppelte 10 MHz Referenz gewährleistet. Der Zugriff auf die Parameter des Mikrowellengenerators ist mithilfe eines Mikrokontrollers [*Arduino Due*] realisiert. Die Übertragung der Daten und die Spannungsversorgung des Arduinos geschieht über eine USB-Verbindung (siehe Kap. 2.6.1). Die Zeitintervalle zur Änderung der Frequenz sind durch TTL-Trigger der PCIe-6323 Karte vorgegeben.

Die Führungsgröße zur Leistungsregelung der optischen Dipolfalle (kurz ODT) wird durch einen Generator für beliebige Wellenformen [*Teledyne Lecroy, ArbStudio 1104*] generiert. Mit diesem ist es möglich, die Signal- und Rampenformen zu erzeugen, die zur forcierten Evaporation der Atome in der optischen Falle benötigt werden. Die Samplerate der Kanäle wird durch den internen

<sup>16</sup>Würden die 10 MHz an einen PFI-Kanal (auf der BNC-Verbindungsplatine) angeschlossen, würde dies zu einem deutlichen Übersprechen auf die analogen und digitalen Kanäle führen.

Speicher limitiert, der die Parameter der gesamten Sequenz vorhält. Die Kommunikation mit dem Steuercomputer ist über eine USB-Verbindung realisiert.

## 2.8.1. Die Experimentsteuerungssoftware

Die LabVIEW basierte Experimentsoftware ermöglicht die Steuerung des gesamten Experimentes und gibt dem Nutzer die Kontrolle über sämtliche Parameter. Das Programm ist LabVIEW-typisch in zwei Ebenen aufgebaut: Die grafische Benutzeroberfläche (siehe Abb. 2.21) und die Programmieroberfläche (siehe Abb. 2.22). Letztere bildet das Bindeglied zwischen der GUI (*Graphical User Interface engl. für grafische Benutzeroberfläche*) und dem ausgeführten Maschinencode.

① in Abbildung 2.21 bietet Zugriff auf die Grundfunktionen des Programms, wie das Starten und Beenden des Experimentzyklus sowie das Laden und Speichern der Experimentsequenzen. Für den effizienten Betrieb bietet das Programm verschiedene Laufmodi. Das einmalige und kontinuierliche Ausführen der Sequenz, sowie das Abtasten eines vordefinierten Parameter-raums (kurz: Inkrementierung) und einen Optimierungsalgorithmus (*Differential Evolution Algorithmus* kurz: DE). In der Inkrementierung werden die in einem Daten-Array zu ändernden Parameter nach jedem Experimentzyklus schrittweise erhöht. Dies erlaubt die mehrdimensionale Suche nach einem Optimum im Parameterraum der Variablen. Die Größe des Parameterraums  $N(x, n) = x^n$  skaliert jedoch exponentiell mit der Anzahl der zu optimierenden Parameter  $n$  und deren Schrittzahl  $x$ . Dies setzt ein starkes Limit an die Größe des Parameterbereichs und erfordert ein fundiertes Verständnis des zugrunde liegenden Modells. Bei der DE erfolgt die Suche des globalen Maximums in den vorgegebenen Grenzen der Parameter autonom. Die benötigte Zeit zur Optimierung skaliert in diesem Fall "besser als quadratisch"

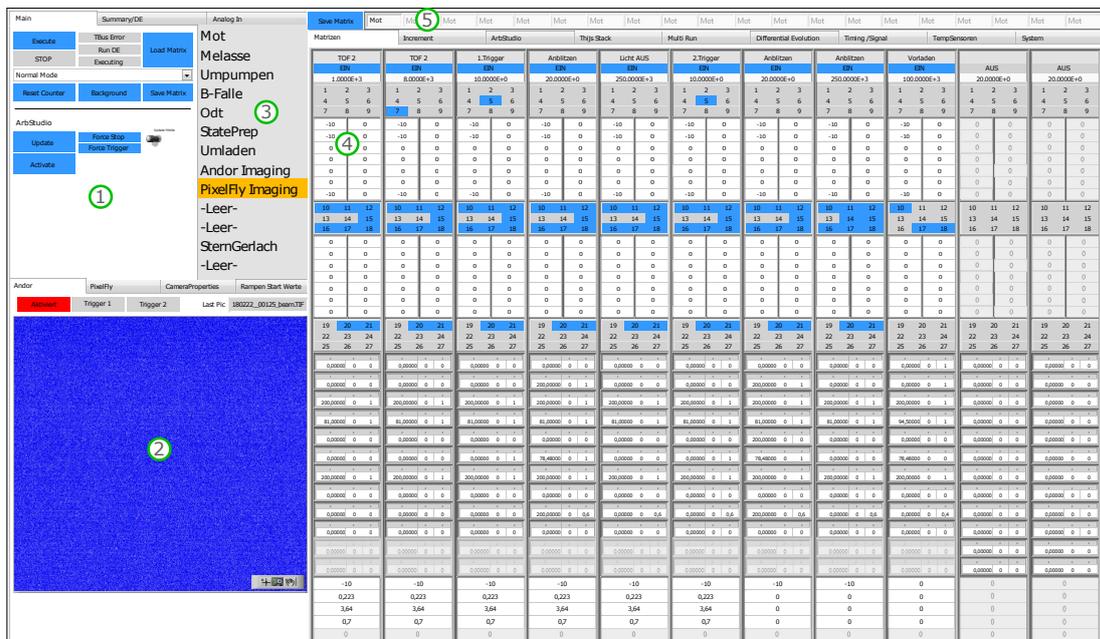


ABBILDUNG 2.21.: Benutzeroberfläche der Experimentsteuerung. ① bietet die Grundfunktionen zum Starten, Laden, Speichern und die Auswahl des Laufmodus (Normal, Kontinuierlich, Scan und Differenzielle Evolution Algorithmus). ② dient der Anzeige der aufgenommenen Bilder. ③ erlaubt die Auswahl der Teilsequenzen und ⑤ deren zeitliche Abfolge. ④ zeigt die Matrix zum Einstellen der Parameter.

[118] mit der Anzahl der Parameter. Eine ausführliche Beschreibung des Algorithmus findet sich in [111, 119].

Abbildung 2.21④ zeigt eine der Teilsequenzen des Experimentzyklus. Sie bietet die Kontrolle über 27 digitale I/O, 28 analoge Ausgänge, die DDS-Frequenzen und vier schnelle Analogausgänge. Jede Spalte entspricht einem in  $\mu\text{s}$ -definierten Zeitschritt der Sequenz. ③ dient zur Auswahl der angezeigten Teilsequenz. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Anzahl der Teilsequenzen auf 13 begrenzt. Die Anzahl kann jedoch wenn nötig beliebig erweitert werden. Im Array ⑤ werden die Zeitsequenzen zu der auszuführenden Gesamtsequenz kombiniert.

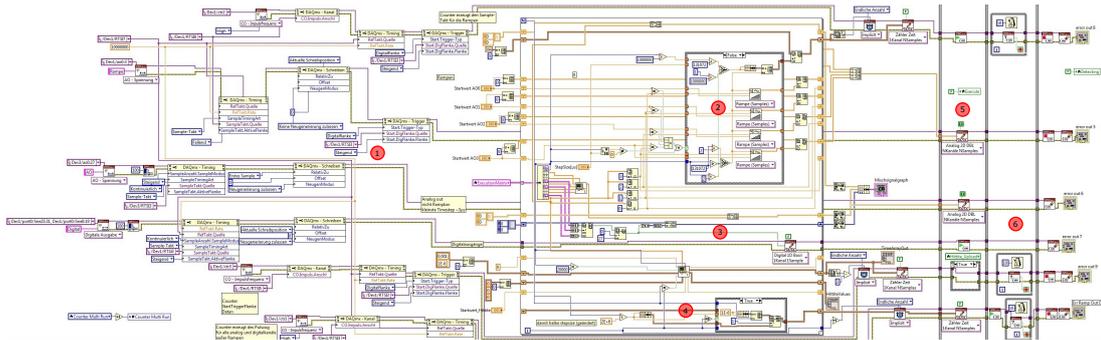


ABBILDUNG 2.22.: LabVIEW Code-Ausschnitt zur Generierung analoger und digitaler Signale sowie deren zeitlicher Verlauf.

Der zugrunde liegende Programmcode wird ausführlich in Anhang A.3 beschrieben. Abbildung 2.22 zeigt den Ausschnitt zur Generierung der Signale und Synchronisation der Kanäle. In Abschnitt ① werden die Kanäle und Zähler allokiert. Die Daten aus der zuvor generierten Experimentsequenz werden spaltenweise in der For-Schleife auf die verschiedenen Kanaltypen aufgeteilt (③) und verarbeitet (②). Für jeden Schleifendurchlauf wird ein Eintrag für den Zähler (④) generiert. Der so entstehende digitale Pulszug wird zum Triggern der statischen analogen und digitalen Kanäle verwendet (③). Für die vier für Signalrampen genutzten Analogkanäle werden die Funktionen vom Start- zum Endwert generiert, die benötigten Zwischenwerte werden interpoliert (②).

Die Daten der Analog- und Digitalkanäle werden in ⑤ in den Kartenspeicher geladen und die Ausgabe gestartet. Durch das Starten des Zählers (⑥) werden die restlichen Kanäle getriggert und die Sequenz beginnt synchron.

Der Quellcode zur Datennahme (Analogeingänge und Kamera) befindet sich in parallel ausgeführten Schleifen. Die Kommunikation und Synchronisierung erfolgt über lokale Variablen und "rendez-vous". Die Separation des Codes führt zu einer einfacheren Wartung und Parallelisierung auf den vier Kernen der CPU.

## 2.9. Die optische Dipolfalle

Das Fangen und forcierte Evaporieren in der  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  optischen Dipolfalle stellt nach der Kühlung in der Magnetfalle den letzten Schritt auf dem Weg zur Qunatenentartung des atomaren Ensembles dar (siehe Kap. 3.8). Sie beruht auf der Dipolkraft, welche im Oszillatormodell durch die dispersive Wechselwirkung des induzierten Dipolmoments mit dem Gradienten des Lichtfeldes herrührt[120]. Gegenüber der magnetischen Falle besitzt diese den wesentlichen Vorteil eines spinunabhängigen Fallenpotentials. Dies ermöglicht das direkte Fangen der Atome im magnetisch sensitiven Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  sowie die Präparation in den magnetisch

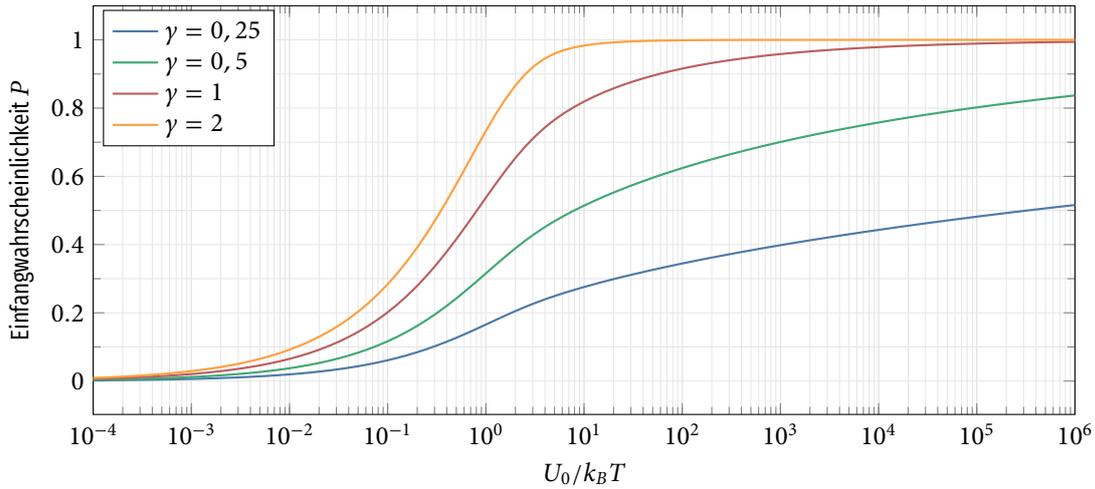


ABBILDUNG 2.23: Einfangwahrscheinlichkeit  $P$  in Abhängigkeit des Verhältnisses der Falltiefe  $U_0$  zur thermischen Energie  $k_B T$  für die geometrischen Verhältnisse  $\gamma = w_0/\sigma_0 = \{0,25; 0,5; 1; \text{und } 2\}$ .

insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ . Diesem Vorteil steht das geringe geometrische Fallenvolumen gegenüber, welches aus den kleinen Strahltaillen der Dipolfallenstrahlen resultiert. Für ein effektives Beladen wird die optische Dipolfalle  $\Delta z = 85 \mu\text{m}$  unterhalb des Fallenminimums der Magnetfalle positioniert und das Magnetfeld langsam abgesenkt (siehe Kap. 3.7.2).

Eine Abschätzung der Einfangwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Falltiefe  $U_0$  und des geometrischen Überlapps der Atomwolke und Falle lässt sich für den eindimensionalen Fall mit

$$P = \int_0^{V_0} \left[ \int_{-s_0}^{s_0} W_{\text{Ort}(x)} dx \right] W_E(E_x) dE_x, \quad \text{mit } s_0 = \sqrt{\frac{w_0^2 \ln\left(\frac{U_0}{E_x}\right)}{2}},$$

bestimmen [121]. Für ein Ensemble im thermischen Gleichgewicht mit einer gauß'schen Dichteverteilung ergeben sich die Wahrscheinlichkeiten ein Atom am Ort  $x$  anzutreffen ( $W_{\text{Ort}}$ ) und ein Atom mit der Energie  $E_x$  anzutreffen ( $W_E(E_x)$ ) zu

$$W_{\text{Ort}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}} \quad \text{und} \quad W_E(E_x) = \frac{1}{\pi E_x k_B T_0} e^{-\frac{E_x}{k_B T_0}}.$$

Die Einfangwahrscheinlichkeit  $P$  ist primär von den Verhältnissen der Falltiefe zur Temperatur ( $U_0/k_B T$ ) und der Fallengröße zur atomaren Ausdehnung  $\gamma = w_0/\sigma_0$  abhängig. Die Einfangwahrscheinlichkeiten sind für  $\gamma = \{0,25; 0,5; 1 \text{ und } 2\}$  in Abhängigkeit des Verhältnisses  $U_0/k_B T$  in Abbildung 2.23 dargestellt.

## 2.10. Das Lasersystem der optischen Dipolfalle

Der Aufbau der Dipolfalle besteht aus einem Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat (kurz: Nd:YAG) Seed Laser [Innolight, Mephisto 500 NE] bei einer Zentralwellenlänge von 1064 nm, einem Faserverstärker [Nufern, NUA-1064-PD-0010-C1], der Leistungsstabilisierung und dem optischen Aufbau zur Strahlformung an der Vakuumkammer (siehe Abb. 2.24).

Die benötigte Seed-Leistung des Faserverstärkers von  $P = 90 \text{ mW}$ , wird über eine optische Faser vom Festkörperlaser zum Faserverstärker transferiert. In diesem wird das Licht auf 8 W

Ausgangsleistung verstärkt. Ein polarisationsabhängiger Strahlteiler ( $PBS_2$ ) teilt die Laserleistung auf zwei separate Dipolstrahlen auf. Deren Leistungen betragen 3,8 W und 4,2 W. Im Laborbetrieb zeigte sich eine deutliche Änderung des Aufteilungsverhältnisses über die Zeit. Diese Drift wird durch eine temperaturabhängige Polarisationsdrehung in der Leistungsfaser zwischen dem Faserlaser und dem optischen Isolator (OI) hervorgerufen. Zur Minimierung des Einflusses der Umgebungstemperatur ist diese Faser temperaturstabilisiert. Um verbleibende differentielle Leistungsschwankungen zu unterdrücken, passiert das ausgekoppelte Lichtfeld einen zusätzlichen polarisationsabhängigen Strahlteiler ( $PBS_1$ ). Polarisationsdrifts äußern sich nun in Leistungsänderungen der Gesamtleistung. Deren Stärke ist jedoch bei maximaler Transmission aufgrund der sinusförmigen Antwortfunktion des PBS deutlich geringer als auf der Flanke zur 1:1 Teilung. Das Stabilisieren und Schalten der Lichtleistungen erfolgt mit Hilfe von 110 MHz akustooptischen Modulatoren ( $AOM_{1\&2}$ ) [Crystal Technology, 3110-19]. Die Modulationssignale werden mittels kommerzieller Treiber [Crystal Technology, 1110-AF-AIFO-2.0] erzeugt und ermöglichen Schaltzeiten von 200 ns. Für die Leistungsstabilisierung wird die Abhängigkeit der Beugungseffizienz der AOMs von der RF-Leistung genutzt. Diese werden mittels spannungsabhängigen Abschwächern durch die Stellspannung der PIDs kontrolliert. Die Ausgangsspannungen der im optischen Aufbau verwendeten Photodiodenschaltungen ( $PD_1$  und  $PD_2$ ) dienen hier als Regelgröße. Die Führungsgröße wird von Signalgeneratoren zur Erzeugung arbiträrer Signalformen bereitgestellt [Teledyne Lecroy, ArbStuido 1104]. Zur Vermeidung von Stehwellen im Überlagerungsbereich der Dipolstrahlen werden für die Strahlen unterschiedliche Ordnungen der AOMs genutzt (+1.Ordnung und -1.Ordnung). Dies resultiert in einer differentiellen Frequenzverschiebung von 220 MHz.

Das Licht wird mit Hilfe von optischen Fasern [Schäfter + Kirchhoff, PMC-980-9.2-NA008] vom Lasersystem an den Vakuumaufbau geführt. Dies dient der Verbesserung der Stabilität gegenüber Strahllageschwankungen und der Bereinigung der Strahlprofile. Die am Faserausgang

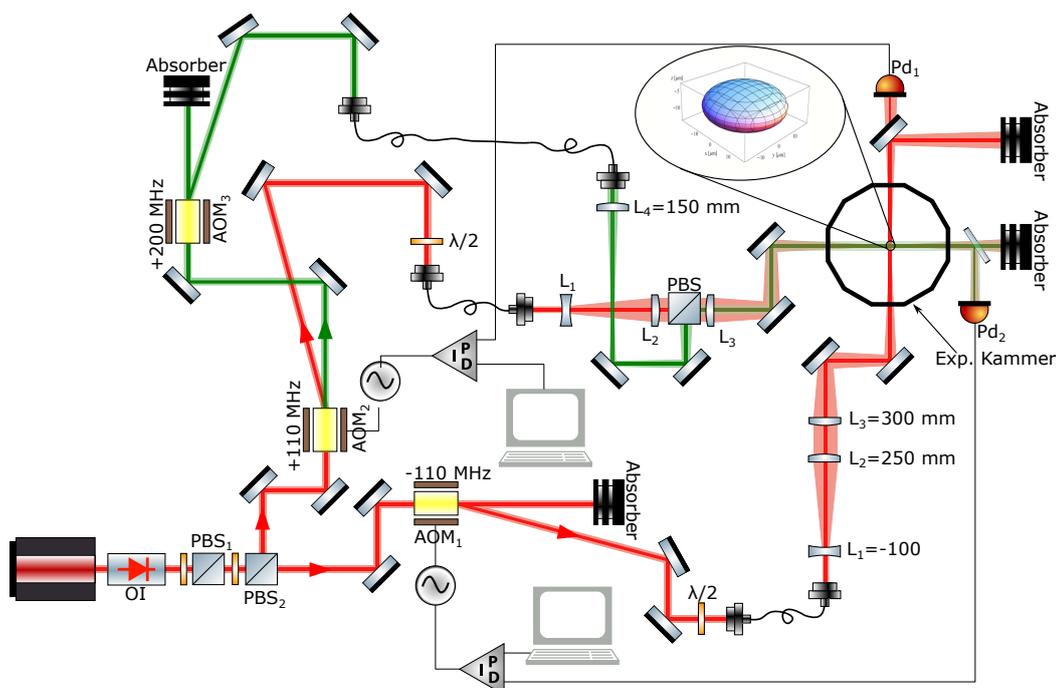


ABBILDUNG 2.24.: Aufbau der optischen Dipolfall (rot) und der optischen Linse (grün). Die Detailansicht im Kreuzungspunkt der ODT Strahlen zeigt eine Äquipotentialfläche des Dipolpotentials.

	Strahl <sub>1</sub>	Strahl <sub>2</sub>	Linse
$w_{0,\text{Vertikal}} [\mu\text{m}]$	46,0	45,4	800
$w_{0,\text{Horizontal}} [\mu\text{m}]$	90,0	92	800
<b>Leistung [W]</b>	2,5	2,2	1,1

TABELLE 2.6.: Übersicht der Strahlparameter der optischen Dipolfallenstrahlen (Strahl<sub>1</sub> und Strahl<sub>2</sub>) und des Strahls zur Erzeugung optischer Linsen (siehe Abschnitt 2.10.1).

verwendeten Kollimatoren [Schäfter + Kirchhoff, 60FC-4-M12-NIR-10] erzeugen einen nahezu kollimierten Strahl mit einer Restdivergenz von 0,2 mrad und einem Strahldurchmesser von  $\varnothing = 2,2$  mm. Die Lichtleistung an der Kammer beträgt 2,5 W für Strahl<sub>1</sub> und 2,2 W für Strahl<sub>2</sub> bei einem gemessenen TEM<sub>00</sub>-Modenanteil von 97,5 %.

Die Strahlaufweitung geschieht mit Hilfe eines Zylinderlinsenpaares ( $f_{L1} = -100$  mm und  $f_{L2} = 250$  mm) im Abstand von 150 mm, welche die Strahlen vertikal um den Faktor 2,5 aufweitet und kollimiert. Dies führt am Ort der Atome (im Brennpunkt hinter der Fokussierlinse L<sub>3</sub> mit  $f_{L3} = 300$  mm) zu einem starken Einschluss in der vertikalen Achse (die gemessenen Strahlparameter sind in Tabelle 2.6 zusammengefasst). Die Äquipotentialflächen der in dieser Geometrie erzeugten Dipolfalle beschreiben im Bereich des Fallenzentrums ein Ellipsoid (siehe Abb. 2.24).

### 2.10.1. Erzeugung des optischen Delta-Kick Potentials

Das geführte Atominterferometer wird in diesem Experiment in einem optischen Wellenleiterpotential aufgespannt. Das Umladen des quantenentarteten Ensembles aus der gekreuzten optischen Dipolfalle in das Wellenleiterpotential ist in diesem Experiment diabatisch (siehe Kap. 4.1.1) und führt zu starken Quadrupol-Oszillationen des BECs (siehe Kap. 4.3.1). Wird das longitudinal einschließende Potential während der Ausbreitung der Atome im Wellenleiter angehoben, führt dies aufgrund der höheren Fallenfrequenzen zu einer kleineren Oszillationsamplitude. Das Absenken des Potentials in den Ausgangszustand zum Umkehrzeitpunkt der Oszillation bedingt eine Verminderung der Oszillationsenergie. Entspricht die Größe des Ensembles im Umkehrpunkt dem Gleichgewichtszustand des Wellenleiterpotentials, kann die Oszillation zum Stillstand gebracht werden - die Ensemblegröße bleibt zeitlich konstant<sup>17</sup>. Während des Transfers in das Wellenleiterpotential wird die Leistung des transversalen Dipolstrahls am AOM auf 0 mW abgesenkt. Die Lichtleistung des Transversalstrahls propagiert nun in der 0. Beugungsordnung des AOMs (AOM<sub>2</sub>, siehe Abb. 2.24) und wird zur Erzeugung des Kollimationspotentials verwendet (Abb. 2.24 grüner Pfad). Mit Hilfe eines 200 MHz AOMs [Crystal Technology, 3110-197] kann dessen Leistung angepasst und geschaltet werden. Das treibende RF-Signal wird dazu in einem DDS generiert und an einem 34 dBm RF-Verstärker auf 2 W verstärkt. In einer optischen Faser [Thorlabs, P3-780PM-FC-2] wird das Licht an den Experimentaufbau geleitet und kollimiert. Die Strahltaile am Auskoppler beträgt  $w_0 = 400 \mu\text{m}$  mit einer Leistung von bis zu 1,1 W. Die Konvexlinse (L<sub>4</sub> mit  $f = 150$  mm) bildet zusammen mit der Fokussierlinse (L<sub>3</sub>) des Dipolstrahlens aufbaus eine 1:2 Vergrößerung. Die Strahltaile am Ort der Atome beträgt somit  $w_0 = 800 \mu\text{m}$ . Über einen PBS wird das Licht zur Delta-Kick Manipulation (im Folgenden Kollimationslicht) mit dem Transversalstrahl der ODT überlagert. Interferenzen zwischen dem Kollimations- und

<sup>17</sup>In dieser einführenden Erklärung sind die um die Phase  $\pi$  verschobenen Oszillation in den orthogonalen Achsen vernachlässigt. Im Umkehrpunkt der longitudinalen Oszillation ist das Ensemble in den radialen Achsen komprimiert. Der radiale Oszillationsanteil bleibt bestehen und wird durch die Kopplung der Achsen zu kleinen Oszillationen entlang der Longitudinalrichtung führen.

dem Wellenleiterlicht konnten aufgrund der Differenzfrequenz von  $\Delta f = 310$  MHz und der orthogonalen Anordnung nicht beobachtet werden. Die gemessene Lebensdauer des Ensembles im kombinierten Potential des Wellenleiter- und Kollimationspotentials beträgt  $\tau = 61,6 \pm 6,5$  s (siehe Abb. A.11). Auf eine Leistungsstabilisierung des Kollimationslichtes wurde daher verzichtet. Bei dem Transfer in den optischen Wellenleiter können der transversale Dipolstrahl und der Kollimationsstrahl nur subsequent eingestrahlt werden, da die Anordnung der Photodiode ( $PD_2$ ) zur Leistungsstabilisierung des optischen Dipolstrahls beide Lichtfelder detektiert.

# Die Kühlung bis zur Quantenentartung

Die Erzeugung ultrakalter Ensembles erfordert die Anwendung verschiedener Kühlmethoden und Fallenkonzepte. In den folgenden Abschnitten werden diese beschrieben und charakterisiert. Die Struktur dieses Kapitels entspricht der zeitlichen Abfolge des Experimentablaufs, beginnend mit der Erzeugung eines Strahls abgebremster Atome in der intensiven Quelle langsamer Atome (engl. *Low velocity intense source of atoms*, kurz LVIS) (Kap. 3.2). Dieser dient dem effektiven Beladen der 3D-MOT (Kap. 3.3) in der Experimentkammer. Die durch das Doppler-Limit begrenzte Temperatur erfordert eine weitere Kühlung der gefangenen Atome mittels einer optischen Melasse (Kap. 3.4). Die nachfolgende optische Zustandspräparation (Kap. 3.5) transferiert die Atome in den magnetisch fangbaren Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ . In der Magnetfalle (Kap. 3.6) wird die Phasenraumdichte (engl. *phase space density*, kurz PSD) des atomaren Gases mittels getriebener Mikrowellenevaporation erhöht. Nach dem Transfer der Atome in die optische Dipolfalle (Kap. 3.7) wird das Ensemble durch Absenken des Fallenpotentials bis zur Quantenentartung evaporativ gekühlt (Kap. 3.8). Das BEC wird anschließend zur Vorbereitung der Atominterferometrie mit Hilfe von Mikrowellenpulsen (Kap. 3.9) in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  transferiert. Das Kapitel schließt mit einer Einordnung und Zusammenfassung der beschriebenen Ergebnisse (Kap. 3.10).

## 3.1. Zeitliche Übersicht des Experimentzyklus

Der Experimentzyklus beginnt mit dem Beladen der MOT durch den in der LVIS erzeugten, intensiven Strahl vorgekühlter Atome. Die Dauer dieser Präparationsphase beträgt 5 s. Die  $N = 3,2 \cdot 10^9$  gespeicherten Atome in der MOT dienen als Ausgangspunkt für die weitere Kühlung bis zur Quantenentartung. Zwischen der MOT- und Melasse-Phase wird zur Vorbereitung auf die sub-Dopplerkühlung das LVIS-Magnetfeld und das LVIS-Kühllicht innerhalb von 30 ms abgeschaltet. Das Quadrupolfeld der MOT-Spulen wird leicht abgesenkt und die Verstimmung der MOT-Lichtfelder angepasst.

Für die Melasse wird das Quadrupolfeld der MOT abgeschaltet und die Verstimmung der Kühlstrahlen auf  $\Delta f = -117$  MHz angehoben. Induzierte Wirbelströme und die hohe Induktivität der Spulen führen zu einer Abklingzeit des Magnetfeldes von 12 ms. Während der ersten 6 ms wird die Lichtleistung konstant gehalten. Anschließend wird die Leistung der Lichtfelder innerhalb von 2 ms um 95% abgesenkt. Die in diesem Schritt erreichte Temperatur beträgt  $T = 50$   $\mu$ K.

Eine deutliche Steigerung der Umladeeffizienz beim Beladen der Magnetfalle aus der Melasse wird durch die optische Zustandspräparation erreicht. Innerhalb von 2 ms wird durch die Kompensationsspulen ein vertikales Quantisierungsfeld erzeugt und die Lichtfrequenz auf die Resonanz des Übergangs  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  verschoben. Ein 60  $\mu$ s Lichtpuls transferiert die Atome in den magnetisch fangbaren Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ .

Das Beladen der Magnetfalle nach dem optischen Transfer der Atome erfolgt schrittweise. Im ersten Schritt wird der Sollwert für das magnetische Gradientenfeld der Quadrupolspulen von

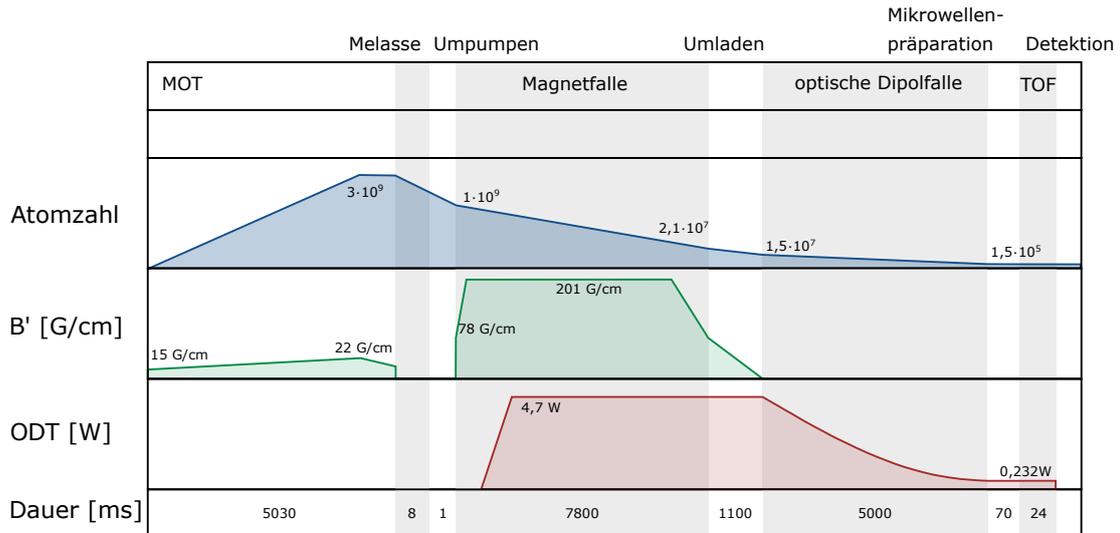


ABBILDUNG 3.1.: Übersicht der Dauer, der Atomzahl (blau), der Leistung der optischen Dipolfalle (rot) und des Magnetfeldgradienten (grün) während der einzelnen Phasen eines Experimentzyklus.

$B' = 0$  G/cm auf  $B' = 78$  G/cm innerhalb von  $350 \mu\text{s}$  erhöht. Dies garantiert, dass die Atome gegen die Gravitation gehalten werden und verhindert die freie Expansion des Ensembles. Die weitere Kompression erfolgt mit Hilfe einer linearen Rampe (50 ms) des Magnetfeldgradienten bis  $B'_{\text{max}} = 201$  G/cm. Der Gradient wird für 6,2 s während der Mikrowellenevaporation konstant gehalten und zum Ende der Evaporationssequenz, zur Verringerung von Majorana-Verlusten, innerhalb von 1,6 s auf  $B' = 78$  G/cm linear abgesenkt.

Im Anschluss werden die Atome in das optische Potential der gekreuzten Dipolfalle überführt. In der optischen Falle wird das Ensemble evaporativ bis zur Quantenentartung gekühlt. Die Atomzahl im BEC beträgt  $N_0 \geq 1,5 \cdot 10^5$ .

Während der Evaporationsphase wird die Stabilisierung der Kompensationsmagnetfelder von einer Stromstabilisierung auf eine aktive Stabilisierung des Magnetfeldes umgestellt. Diese Stabilisierung ermöglicht die Kompensation von Streufeldern und steigert die Stabilität des anschließenden Mikrowellentransfers der Atome in den  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  Zustand deutlich.

Die in diesem Abschnitt erwähnten Kühl- und Manipulationsschritte ermöglichen die zuverlässige Erzeugung von BECs im magnetisch insensitiven Zustand innerhalb von  $\sim 19$  s mit  $N \geq 1,5 \cdot 10^5$  Atomen (siehe Abb. 3.17).

## 3.2. Intensive Quelle langsamer Atome (LVIS)

Die intensive Quelle langsamer Atome (*low velocity intense source of atoms*, kurz LVIS) [83] stellt neben der  $2D^+$ -MOT [81] und dem Zeeman-Slower [82] eine Möglichkeit zur Erzeugung eines vorgekühlten Atomstrahls hohen Flusses und niedriger Divergenz dar. Die LVIS beruht auf dem Prinzip der Laserkühlung und ermöglicht ein effektives Beladen der 3D-MOT in der Hauptkammer. Der atomare Fluss

$$\Phi \propto N_{\phi} \langle v \rangle_{\phi}$$

ist proportional zu dem Produkt der charakteristischen Größen  $N_{\phi}$ , der Anzahl der sich im Atomstrahl befindlichen Atome, und deren mittlerer Geschwindigkeit  $\langle v \rangle_{\phi}$ . Auf Grund der

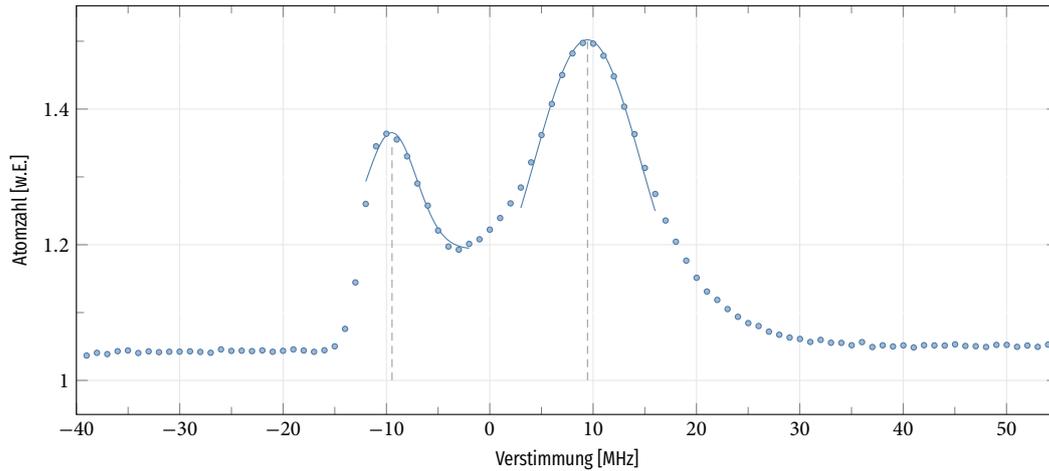


ABBILDUNG 3.2: Spektroskopische Messung der Geschwindigkeitsverteilung des im LVIS vorgekühlten Atomstrahls. Der Atomstrahl wurde unter einem Winkel  $\theta = 30^\circ$  mit zwei gegenläufigen Strahlen in der Hauptkammer detektiert. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt  $\langle v \rangle_\phi = 8,53$  m/s.

Retroreflex-Konfiguration der LVIS entlang des Atomstrahls (siehe Kap. 2.1.2) lässt sich die Geschwindigkeitsverteilung nicht über das Leistungsverhältnis der Kühlstrahlen einstellen. Die mittlere Geschwindigkeit ist daher primär von der effektiven Streurrate abhängig und lässt sich über die Intensität  $I$  und Verstimmung  $\Delta F$  einstellen. Eine Zunahme der Streurrate bewirkt dabei eine Zunahme der mittleren Geschwindigkeit [83].

Die Geschwindigkeitsverteilung und die mittlere Geschwindigkeit können experimentell über die Breite und den Frequenzabstand zur Resonanz bei der Detektion der Dopplerprofile bestimmt werden<sup>1</sup>. Der Detektionsstrahl wird hierzu unter einem Winkel  $\Theta$  zur Atomstrahlachse eingestrahlt. Aus dem Verlauf des Fluoreszenzsignals lassen sich mit

$$\langle v \rangle_\phi = \frac{\Delta f \lambda}{2 \cos(\Theta)}$$

die charakteristischen Parameter bestimmen [122]. Hier beschreibt  $\Delta f$  den Frequenzabstand des Dopplerprofils zur Resonanz und  $\lambda$  die verwendete Detektionswellenlänge. Abbildung 3.2 zeigt die spektroskopische Vermessung des Atomstrahls unter einem Winkel von  $\Theta = 30^\circ$  (gemessen relativ zur Atomstrahlachse). Für die Detektion wurden zwei gegenläufige Strahlen verwendet. Deren Verstimmung wurde während der Messung linear um 100 MHz variiert. Das Rückpumplicht (5 mW) wurde während der Messung resonant belassen. Die Verstimmung des LVIS-Lichtes beträgt 30,4 MHz bei einer Intensität von 20 mW/cm<sup>2</sup> und einem Magnetfeldgradienten von 17,0 G/cm. Eine Übersicht der Leistungen und Abmessungen der Kühlstrahlen findet sich in Tabelle 2.3.

Die an diesem Experimentaufbau bestimmte mittlere Geschwindigkeit beträgt  $\langle v \rangle_\phi = 8,53$  m/s. Gegenüber dem Literaturwert  $\langle v \rangle_\phi = 14,2$  m/s [83] zeigt dies eine deutliche Reduktion der mittleren Geschwindigkeit. Eine mögliche Erklärung für die geringere mittlere Geschwindigkeit im Qport Experiment ist die Abwesenheit des Rückpumplichtes in der Achse entlang des Atomstrahls<sup>2</sup>. Da die im Fallenzentrum befindlichen Atome durch das Kräftegleichgewicht im Extraktionskanal in Richtung der 3D-MOT beschleunigt werden, würde ein Zerfall der Atome in

<sup>1</sup>Die Verwendung gegenläufiger Detektionsstrahlen erzeugt zwei Dopplerprofile bei  $f_0 \pm \Delta f$ . Dies erleichtert die exakte Bestimmung der Resonanzfrequenz  $f_0$  bei der Auswertung.

<sup>2</sup>Die Rückpumpleistung (5 mW) ist ausschließlich in einer der transversalen Kühlachsen.

den  $|F = 1\rangle$ -Hyperfeinzustand (außerhalb des Rückpumpbereichs) die mittlere Geschwindigkeit reduzieren. Durch die LVIS wird eine Laderate von  $9,9 \cdot 10^8$  Atome/s in der 3D-MOT erreicht.

### 3.3. Die magneto-optische Falle

In der dreidimensionalen magneto-optischen Falle (*engl. magneto-optical trap* kurz: MOT) werden die Atome durch die Lichtkraft in den drei Raumrichtungen gefangen und gekühlt. Die bei der Absorption der Photonen entstehende Kraft ist durch:

$$\mathbf{F} = \pm \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega s_0}{1 + \Omega s_0 + (2\delta_{\pm}/\Gamma)^2}$$

$$\text{mit } \delta_{\pm} = \delta \mp \mathbf{k} \mathbf{v} \pm \mu B / \hbar$$

gegeben. Hier stellt  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite des  $^{87}\text{Rb}$  Kühlüberganges,  $\delta$  die Verstimmung zur Resonanz,  $s_0 = I/I_{\text{sat}}$  den Sättigungsparameter,  $\Omega$  die Rabi-Frequenz des resonanten Übergangs,  $\mathbf{k}$  die Wellenvektoren der Laser und  $\mathbf{v}$  die Geschwindigkeit der Atome dar.  $\mu = 5/6\mu_B$  beschreibt das effektive magnetische Moment der Atome und  $B$  die Amplitude des magnetischen Quadrupolfeldes am Ort der Atome. Die anfängliche Laderate der MOT ist durch den in der LVIS generierten atomaren Fluss  $\Phi$  gegeben. Abbildung 3.3 zeigt das gemessene Fluoreszenzsignal der Atome beim Beladen (links) und Halten (rechts) der MOT. Mit steigender Atomzahl wird die Atomwolke zunehmend intransparent für das Kühllicht. Der Lichtdruck der von den Atomen spontan emittierten Photonen verhindert eine weitere Zunahme der Dichte. Dies führt im Bereich der Sättigung zu einer verstärkten Volumenzunahme der Wolke. In diesem Regime tendieren die Atomzahlverluste der MOT gegen den effektiven atomaren Fluss  $\Phi$  und die zeitliche Änderung der Atomzahl  $N$

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - N \left( \frac{1}{\tau_{\text{HG}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Rb}}} \right) - \beta \int d^3r n^2(\mathbf{r}, t)$$

wird Null.  $\tau_{\text{HG}}$  und  $\tau_{\text{Rb}}$  sind die mit Kollisionsverlusten des Hintergrundgases ( $\tau_{\text{HG}}$ ) und MOT-Atomen ( $\tau_{\text{Rb}}$ ) assoziierten Lebenszeiten. In modernen Doppel-MOT Systemen sind die Verluste durch Hintergrundstöße auf Grund des geringen Partialdrucks am Ort der 3D-MOT vernachlässigbar<sup>3</sup>. Der dritte Term beschreibt den dominanten Verlustkanal durch lichtunterstützte Kollisionen<sup>4</sup>  $\beta$ . Ihre Dichteabhängigkeit erfordert die Integration über das Dichteprofil  $n(\mathbf{r}, t)$  der gefangenen Atome [123]. Die Ladezeit der MOT beträgt im Experimentzyklus 5 s. Während dieser Zeit können mit Hilfe der Laserkühlung  $N \sim 3 \cdot 10^9$  Atome gefangen und gespeichert werden. Die Verstimmung des Kühllichtes wird während des Beladens konstant bei  $-26,4$  MHz in den vertikalen und bei  $-30,4$  MHz in den horizontalen Kühlstrahlen zur  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  Resonanz belassen. Die asymmetrische Verstimmung bewirkt eine Verformung der MOT (siehe Abb. 3.4a). Der Einschluss entlang der vertikalen Achse wird verringert und erlaubt eine erhöhte Laderate. Der Magnetfeldgradient wird während des Beladens linear von  $15$  G/cm auf  $22,7$  G/cm erhöht. Dies führt zu einer Kompression der Atomwolke und erlaubt auf Grund der gesteigerten Dichte eine höhere Atomzahl im Kühlvolumen. Die experimentell bestimmte effektive Laderate

<sup>3</sup>Die theoretische Lebenszeit, limitiert durch Hintergrundstöße, beträgt 306 s. Die gemessene Lebenszeit, limitiert durch Heizprozesse in der Magnetfalle beträgt  $\tau = 12,3$  s (siehe Abb. 3.3).

<sup>4</sup> $\beta$  ist der lichtunterstützte Kollisionsparameter.

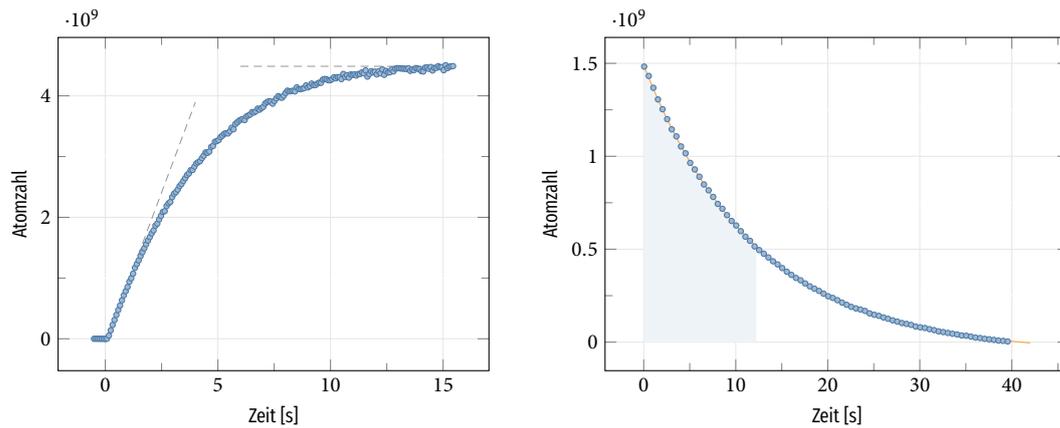


ABBILDUNG 3.3: Fluoreszenzdetektion der Ladekurve (**links**) und der Lebenszeit (**rechts**) der 3D-MOT. Der anfängliche effektive atomare Fluss entspricht  $\Phi \sim 9,9 \cdot 10^8$  Atomen/s. Die typische Ladezeit beträgt im Experiment 5 s mit einer finalen Atomzahl von  $3 \cdot 10^9$  Atomen. Die MOT sättigt bei  $N_{\max} \sim 4,5 \cdot 10^9$  Atomen nach einer Ladezeit von  $t \sim 12$  s. Die Lebenszeit  $\tau$  der MOT beträgt  $\tau = 12,3$  s (blau schattierter Bereich).

der MOT beträgt  $\sim 1 \cdot 10^9$  Atome/s (siehe Abb. 3.3). Die gemessene Lebenszeit beträgt 12,3 s. Für diese Messungen wird das mit Hilfe einer abbildenden Linse ( $f = 75$  mm,  $\varnothing = 2$  ") gesammelte, spontan emittierte Licht der Atomwolke auf einer Photodiode (*Hamamatsu, S5107*) abgebildet. Ein Transimpedanzverstärker (*Femto, DLPCA-200*) wandelt den Photostrom in eine Spannung um. Die Aufnahme und Verarbeitung der Daten ist über die Experimentsterelektronik (NI PCIe-6323) realisiert (siehe Kap. 2.8).

Vorbereitend auf die Sub-Doppler-Kühlung wird nach dem Laden der MOT der Magnetfeldgradient auf 15 G/cm innerhalb von 30 ms abgesenkt um das abklingende Restmagnetfeld während der Melasse-Phase zu verringern<sup>5</sup>. Gleichzeitig wird die Verstimmung der vertikalen Strahlen der Verstimmung der horizontalen Strahlen angeglichen und das Magnetfeld der LVIS abgeschaltet. Die Angleichung der Verstimmung führt zu einer symmetrischen Verteilung und einer Kompression der Atomwolke (siehe Abb. 3.4b). Das Abschalten der LVIS-Spulen verhindert

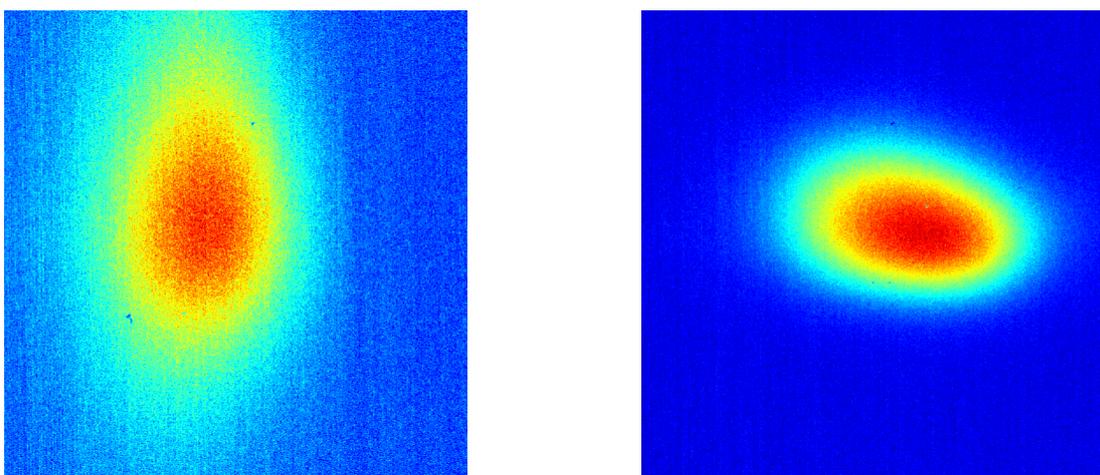


ABBILDUNG 3.4: Fluoreszenzaufnahme der MOT nach einer Ladedauer von 600 ms und einer TOF von 2 ms. **Links**: mit einer differentiellen Verstimmung der vertikalen Strahlen. **Rechts**: nach der Kompression mit symmetrischer Verstimmung.

<sup>5</sup>Während der MOT-Phase werden nur 30 Windungen der Magnetfeldspulen (maximal 210 Windungen, siehe Abb. 2.5.2) genutzt. Die in dieser Konfiguration gemessene Abklingzeit des Magnetfeldes beträgt 5,3 ms (siehe Abb. 2.12).

einen Einfluss des LVIS-Magnetfeldes auf die Kühlung während der Melasse-Phase.

### 3.4. Die optische Melasse

Der Kühschritt zur Unterschreitung der Doppler-Temperatur ist die optische Melasse [124–126], deren Temperaturlimit das Rückstoßlimit<sup>6</sup> ist. Für die verwendete  $\sigma_+ - \sigma_-$ -Konfiguration [128] werden in den drei Raumrichtungen stark rotverstimmte, gegenläufige Strahlen gleicher Helizität benötigt. Für diesen Kühschritt können somit die 3D-MOT-Lichtfelder verwendet werden. Ein effizientes Kühlen wird nur in einer magnetfeldfreien Umgebung erreicht [129]. Daher wird das MOT-Magnetfeld im ersten Sequenzschritt abgeschaltet und das Erdmagnetfeld mit Hilfe der Kompensationsspulen ausgeglichen<sup>7</sup>.

Zeitgleich zum Abschalten des MOT-Magnetfeldes wird die Verstimmung der Kühllichtfelder von  $-30,4$  MHz ( $-5,05\Gamma$ ) sprunghaft auf  $-117$  MHz ( $-19,5\Gamma$ ) angehoben. Die Lichtleistung wird während des Abklingens des Magnetfeldes für 6 ms konstant gehalten und anschließend innerhalb von 2 ms auf 5% ihrer ursprünglichen Leistung abgesenkt. Die Frequenz des Rückpumpers wird während der Melasse konstant gehalten und die Lichtleistung linear verringert. Die Temperatur des atomaren Ensembles wird während der Melasse auf  $T \sim 50$   $\mu$ K reduziert. Sequenzen mit längeren Melassephasen weisen deutlich niedrigere Temperaturen auf. Die Beladeeffizienz der Magnetfalle nimmt jedoch für längere Melassedauern ab. Die gegenüber den Literaturwerten hohe Temperatur der Melasse ist einerseits durch die lange Abklingzeit der Magnetfelder (siehe Abb. 2.12) und andererseits durch die Dauer der Melassephase gegeben. Eine Verringerung der Spulenschaltzeiten würde eine Möglichkeit zur Verbesserung bieten.

### 3.5. Die optische Zustandspräparation

In einem magnetischen Gradientenfeld erfährt ein  $^{87}\text{Rb}$ -Atom im Zustand  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ , gegenüber den magnetisch fangbaren Zuständen  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  und  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ , auf Grund des größeren magnetischen Moments eine doppelt so starke Kraft. Dies führt zu einem stärkeren Einschluss, höheren Fallenfrequenzen und ermöglicht eine schnellere Rethermalisierung bei der Evaporation. Nach der sub-Doppler-Kühlung sind die Atome gleichmäßig über die Zeeman-Zustände der  $|F = 2\rangle$ -Mannigfaltigkeit verteilt. Die optische Zustandspräparation dient dem Transfer der Atome aus den unterschiedlichen Zeeman-Untersubzuständen in den Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  und erzeugt ein magnetisch fangbares, spinpolarisiertes atomares Ensemble. Atome in der  $|F = 1\rangle$ -Mannigfaltigkeit werden mit Hilfe des Rückpumplichts der optischen Zustandspräparation zugeführt. Der optische Transfer geschieht mittels  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht, welches entlang eines magnetischen Quantisierungsfeldes eingestrahlt wird. Das Lichtfeld treibt resonant den Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2, \Delta m_F = +1\rangle$ . Der Zerfall in den Grundzustand  $|F = 2\rangle$  mit  $\Delta m_F = 0, \pm 1$  ist durch die Clebsch-Gordan-Koeffizienten gewichtet. Sukzessive Absorption und spontane Emission überführt die Atome in den Dunkelzustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ .

<sup>6</sup>Das Rückstoßlimit für  $^{87}\text{Rb}$  beträgt  $T = 361,96$  nK [127].

<sup>7</sup>Zeitlich variierende Magnetfelder können während der MOT-, Melasse-, optischen Zustandspräparations- und Magnetfallen-Phase nicht kompensiert werden, da die Feldstärke des an der Experimentierkammer vorherrschenden Magnetfeldes den dynamischen Messbereich des Saturationskern-Magnetometers übersteigt. Die Stabilisierung der Kompensationsmagnetfelder geschieht während dieser Experimentphasen ausschließlich über die Stabilisierung des Spulenstroms (siehe Abschn. 2.5.3).

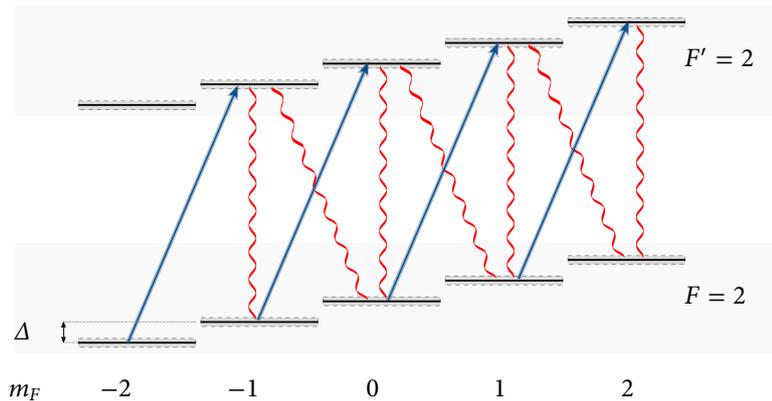


ABBILDUNG 3.5: Schematische Darstellung der optischen Zustandspräparation auf dem D2-Übergang. Das  $\sigma^+$ -polarisierte Lichtfeld (blaue Pfeile) treibt den Übergang  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  mit  $\Delta F = 0$  und  $\Delta m_F = +1$ . Der Zerfall (rot) aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand entspricht einem Übergang  $\Delta m_F = 0, \pm 1$  (aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Übergang  $\Delta m_F = -1$  nicht eingezeichnet). Sukzessive Absorption und Emission führt zu einem spinpolarisiertem Gas im Zustand  $m_F = 2$ .

Im Experiment wird das Lichtfeld des vertikalen Abbildungsstrahls zur optischen Zustandspräparation verwendet. Die Lichtfrequenz wird vor dem Transferpuls innerhalb von 2 ms auf  $-265$  MHz zum Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  verstimmt. Die verwendete Lichtleistung beträgt  $P = 1$  mW. Entlang des Lichtfeldes wird mit Hilfe der vertikalen Kompensationsspulen ein Quantisierungsfeld erzeugt. Die verwendete Feldstärke entspricht  $B \sim 1$  G. Simultan eingestrahletes Rückpumplicht (0,5 mW) verhindert, dass sich die Atome in einem Dunkelzustand der  $|F = 1\rangle$ -Mannigfaltigkeit sammeln.

Die optimale Einstrahldauer des Präparationspulses kann über die Transfereffizienz der Atome aus der Melasse in die Magnetfalle bestimmt werden. Die Atomzahl in der Magnetfalle (gemessen nach der Mikrowellenevaporation<sup>8</sup>) ist in Abbildung 3.6 in Abhängigkeit der Wechselwirkungs-dauer dargestellt. Innerhalb der ersten  $\sim 60$   $\mu\text{s}$  nimmt die Atomzahl deutlich zu. Die Atome

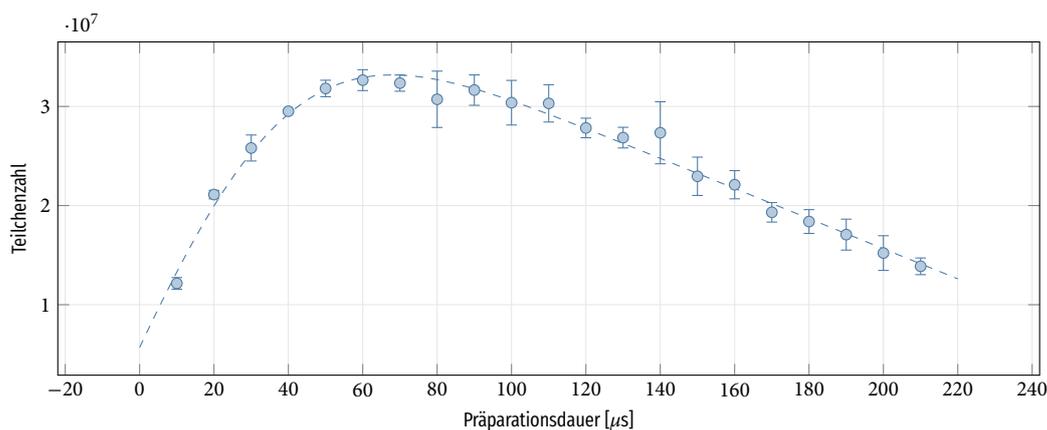


ABBILDUNG 3.6: Messung der Atomzahl in der evaporierten Magnetfalle in Abhängigkeit der Transferpulsdauer zur Optimierung der Zustandspräparation. Die Leistung des Präparationslichtfeldes beträgt  $P = 1$  mW. Die Temperatur des atomaren Ensembles nach der Evaporation entspricht  $T \sim 50$   $\mu\text{K}$ . Die Ausgleichskurve dient der Übersichtlichkeit.

<sup>8</sup>Die Messung der Atomzahl nach der Mikrowellenevaporation in der Magnetfalle bietet den Vorteil, dass neben der Atomzahl auch die Temperatur des Ensembles berücksichtigt wird, was einen direkten Rückschluss auf die gewonnene Phasenraum-dichte zulässt. Bei einer Messung der Atomzahl ohne vorherige Evaporation muss die Änderung der Temperatur zusätzlich bestimmt werden. Dies wird jedoch auf Grund der starken Ausdehnung und hohen Expansionsgeschwindigkeit bei einer Freifallmessung erschwert.

werden aus den Zuständen  $|F = 2, m_F \neq 2\rangle$  in den Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  transferiert. Für längere Transferdauern nimmt die Teilchenzahl in der Magnetfalle durch lichtinduziertes Heizen<sup>9</sup> ab. Die Pulsdauer des Präparationspulses beträgt daher im Experiment 60  $\mu\text{s}$ .

### 3.6. Die Magnetfalle und Mikrowellenevaporation

Die Magnetfalle bietet die Möglichkeit der Kompression und Steigerung der Phasenraumdichte des Ensembles für ein effizientes Beladen der optischen Dipolfalle. Das Prinzip der Magnetfalle beruht auf der Minimierung der Energie des Ensembles in einem magnetischen Gradientenfeld  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ . Sind die einzelnen magnetischen Momente  $\mu$  des spinpolarisierten Ensembles zu dem lokalen Magnetfeld ausgerichtet, ist deren Energieverschiebung durch

$$\Delta E = -\langle \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \rangle = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (3.1)$$

gegeben. Hier ist  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton,  $g_F$  der Landé-Faktor und  $m_F$  beschreibt den magnetischen Unterzustand. Atome, die sich in einem Zustand  $m_F g_F > 0$  befinden, werden in einem magnetischen Gradientenfeld in Richtung kleiner Feldstärken beschleunigt. Diese werden daher "low-field seeker" [engl. für: *Sucher schwacher Felder*] genannt. Die Maxwell-Gleichungen erlauben für  $|\mathbf{B}|$  lokale Minima, verbieten jedoch lokale Maxima, weshalb nur Atome mit  $m_F g_F > 0$  magnetisch fangbar sind. Eine statische Lösung der Maxwell-Gleichungen mit einem lokalen Magnetfeldminimum im Zentrum ist das Quadrupolfeld. Hier ist das Magnetfeld im Bereich des Fallenzentrums durch

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} x/2 \\ y/2 \\ -z \end{pmatrix}$$

gegeben. Es weist einen linearen Anstieg der Magnetfeldstärke mit dem Abstand  $\mathbf{r}$  auf.  $B'$  gibt dabei den Magnetfeldgradienten an. Das durch das Quadrupolfeld generierte Fallenpotential setzt sich aus dem Magnetfeldbetrag  $|\mathbf{B}| = B' \sqrt{(x^2 + y^2)/4 + z^2}$  und der Energieaufspaltung  $\Delta E$  zu

$$U(\mathbf{r}) = \alpha \sqrt{(x^2 + y^2)/4 + z^2}, \quad \text{mit } \alpha = m_F g_F \mu_B B', \quad (3.2)$$

zusammen.

In diesem Experiment wird das Quadrupolfeld mit Hilfe eines Spulenpaares in Anti-Helmholtz-Konfiguration entlang der Gravitationsachse generiert (siehe Kap. 2.5.1). Die Geometrie bewirkt einen doppelt so starken Einschluss der Atome entlang der Gravitationsachse ( $z$ ) im Vergleich zu den radialen Achsen ( $x, y$ ). Das Halten der Atome im Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  entgegen der Gravitationskraft ist ab einem Gradienten  $B'_z \geq 15,3 \text{ G/cm}$  gegeben [106].

Zum Beladen der Magnetfalle wird das Potential sprunghaft auf einen Gradienten von  $B' = 78 \text{ G/cm}$  angehoben. Die Änderung der Ensembletemperatur durch die diabatische Änderung des Potentials hängt stark von den Ensembleparametern und der Geometrie der Falle ab (siehe Kap. 3.6.1). Nachfolgend wird der Magnetfeldgradient innerhalb von 50 ms linear auf 201 G/cm angehoben (siehe Abb. 3.8). Während der Speicherung des atomaren Ensembles in der Magnet-

<sup>9</sup>Die finite Übergangswahrscheinlichkeit des Kühlübergangs bei  $\delta f = -265 \text{ MHz}$  in Zusammenhang mit zusätzlichen Polarisationskomponenten kann das Heizen erklären.

falle wird die Phasenraumdicke durch die Mikrowellenevaporation erhöht. Unterhalb einer Temperatur von  $T < 50 \mu\text{K}$  kommt es auf Grund von Majorana-Spin-Drehungen zu starken Atomzahlverlusten und einer Reduktion der Evaporationseffizienz. Die Mikrowellenevaporation und die in der Magnetfalle dominanten Verlustprozesse werden in Abschnitt 3.6.2 diskutiert.

### 3.6.1. Beladen der Magnetfalle

Das Beladen der magnetischen Quadrupolfalle aus der optischen Melasse führt bei einem diabatischen Einschalten zu einer Erhöhung der Entropie  $\Delta S > 0$  des atomaren Ensembles. Im Gegensatz zu harmonischen Fallen kann die Grundzustandsverteilung des Ensembles im Quadrupolfallenpotential nicht an die Gauß'sche Verteilung im Orts- und Impulsraum angepasst werden. Die relevante Größe auf dem Weg zur Quantenentartung ist jedoch die Phasenraumdicke  $\rho$ , welche in der Magnetfalle über

$$\rho = n\lambda^3 = \exp\left[\frac{5}{2} + \gamma - \frac{S}{N}\right], \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2\pi m k_B T}}, \quad (3.3)$$

direkt mit der Entropie  $S$  pro Teilchen zusammenhängt [130]. Hier ist  $\gamma = 3$  die für sphärische Quadrupolfallen charakteristische Konstante<sup>10</sup> [131],  $n$  die Anzahldicke,  $\lambda$  die deBroglie-Wellenlänge und  $N$  die Atomzahl. Ein schnelles Anschalten des Magnetfeldpotentials führt in einer Quadrupolfalle immer zu einer Erhöhung der Entropie. Die beim Schaltvorgang eingebrachte Energie ist die Zeeman-Energie, welche linear mit dem Abstand zum Fallenzentrum ( $r = 0$ ) skaliert. Die räumliche Ausdehnung des atomaren Ensembles hat daher einen entscheidenden Einfluss auf die beim Beladen ins System eingebrachte Energie. Der Wahl eines schwachen Gradienten zur Minimierung dieser Energie steht die Kompensation des Gravitationspotentials gegenüber. Der Magnetfeldgradient für optimales Beladen lässt sich mit

$$\frac{dB}{dz} = 38 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \cdot \frac{T_i/10 \mu\text{K}}{\sigma/100 \mu\text{m}}$$

[131] berechnen.  $T_i$  ist hier die Ausgangstemperatur des Ensembles und  $\sigma$  dessen anfängliche Breite. Mit den Experimentparametern ergibt sich ein theoretisches Optimum von  $B' \sim 38 \text{ G/cm}$  für den anfänglichen Magnetfeldgradienten. Der experimentell ermittelte optimale Magnetfeldgradient ( $B' = 78 \text{ G/cm}$ ) ist auf Grund der Schaltzeit der Spulen deutlich höher<sup>11</sup>.

Im ersten Schritt des Beladens der Magnetfalle wird das Stellsignal für die Magnetfeldregelung innerhalb von  $350 \mu\text{s}$  von  $0 \text{ G/cm}$  auf  $78 \text{ G/cm}$  erhöht. Auf Grund der endlichen Einschaltzeit wird der zur Kompensation der Gravitationskraft benötigte Magnetfeldgradient von  $15,3 \text{ G/cm}$  nach  $2,2 \text{ ms}$  erreicht. Im Anschluss wird das Feld innerhalb von  $50 \text{ ms}$  linear auf die finale Stärke von  $201 \text{ G/cm}$  erhöht. Dies führt zu einer Kompression des Ensembles und einer höheren elastischen Stoßrate. Ist das Ensemble in der anfänglichen Magnetfalle rethermalisiert, führen adiabatische Änderungen des Fallenpotentials nicht mehr zu einer Änderung der Phasenraumdicke. Die Temperatur des in der Magnetfalle gefangenen, rethermalisierten Ensembles lässt sich unter

<sup>10</sup>Für harmonische Fallen beträgt  $\gamma = 3/2$ .

<sup>11</sup>Die Hauptspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration besitzen eine Einschaltzeit von  $12 \text{ ms}$ . Bei einem Finalwert von  $78 \text{ G/cm}$  entspricht dies einer Dauer von  $2,2 \text{ ms}$ , bis das Ensemble durch das Magnetfeldpotential gegen die Gravitation gehalten wird. Die während dieser Zeit vollführte Bewegung des Ensembles ist in der Berechnung des optimalen Gradienten nicht berücksichtigt.

Verwendung des Virialtheorems mit

$$T_{MF} = \frac{T_i}{3} + \frac{16 \mu\text{K}}{G} \sigma_i m_F B' \quad (3.4)$$

theoretisch abschätzen [132].  $T_i$  beschreibt die Temperatur der Melasse und  $\sigma_i$  dessen RMS Breite. Die experimentell erreichten Temperaturen fallen meist auf Grund technischer Limitierungen höher aus [123, 133]. Mit einer RMS-Breite von  $\sigma_i = 2300 \mu\text{m}$  und einer Melassetemperatur von  $50 \mu\text{K}$  errechnet sich die theoretische Temperatur nach dem Umladen mit Gl. 3.4 zu  $590 \mu\text{K}$ . Die in diesem Experiment erreichten Temperaturen liegen nach einer Rethermalisierungszeit von  $50 \text{ ms}$  bei  $630 \mu\text{K}$ . Dies bildet bei einer Atomzahl von  $N \sim 1 \cdot 10^9$  den Ausgangspunkt für die weitere Kühlung in der Magnetfalle mittels Mikrowellenevaporation.

### 3.6.2. Die Mikrowellenevaporation

Die Erhöhung der Phasenraumdicke in der Magnetfalle wird in diesem Experiment durch die mikrowelleninduzierte evaporative Kühlung erreicht [134–136]. Generell wird anhand der verwendeten Wellenlänge zwischen der Radiofrequenzevaporation (*kurz: RF-Evaporation*) und der Mikrowellenevaporation unterschieden. Gegenüber der RF-Evaporation bietet die Verwendung von Mikrowellenstrahlung in der experimentellen Realisierung große Vorteile: Zum einen ist eine Impedanzanpassung der Antennen bei Mikrowellenstrahlung möglich<sup>12</sup>, des Weiteren ist die Propagation der Mikrowellenmoden in der Vakuumkammer möglich und zusätzlich koppeln die hohen Frequenzen deutlich schwächer an die Steuer- und Stabilisierungselektronik des Experimentes<sup>13</sup>.

Der Kühlprozess bei der Mikrowellenevaporation beruht auf der Rethermalisierung des atomaren Ensembles nach dem forcierten Entfernen der energiereichsten Atome. Für ein ideales Gas im thermischen Gleichgewicht entspricht die Energieverteilung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Diese führt in der linearen Quadrupolfalle mit Gleichung 3.2 zu einer Laplace-Verteilung der Dichte  $n(\mathbf{r}, T)$  mit

$$n(\mathbf{r}, T) = n_0 e^{-\alpha \sqrt{(x^2+y^2)/4+z^2}/k_B T}, \quad \text{mit } \alpha = m_F g_F \mu_B B',$$

und ermöglicht den selektiven Transfer der energiereichen Atome oberhalb der Energie  $\eta$  aus dem gefangenen Zustand  $|2, 2\rangle$  in den ungefangenen Zustand  $|1, 1\rangle$  [123]. Die vom System mit der Gesamtenergie  $E = \frac{9}{2} k_B T$  entzogene Energie pro entferntem Atom entspricht

$$\frac{dE}{dN} = k_B T (\eta + \kappa) \quad (3.5)$$

wobei  $\kappa \sim 1$  die durchschnittliche Energie der entfernten Atome angibt. Für ein thermalisiertes

<sup>12</sup>Die bei der Radiofrequenzevaporation verwendete Bandbreite von 1 MHz bis 10 MHz erstreckt sich über eine Größenordnung und erschwert eine Impedanzanpassung der Antenne deutlich. Die Wellenlänge beträgt für diesen Frequenzbereich 30 – 300 m.

<sup>13</sup>Die zu Beginn des Aufbaus des Experimentes eingesetzte RF-Quelle (25 W im Frequenzintervall zwischen 1 – 30 MHz) verursachte Störungen in den Regelkreisläufen der Magnetfeldstabilisierungen und löste Triggersignale bei der Abbildungskamera (PCO-Pixelfly) aus.

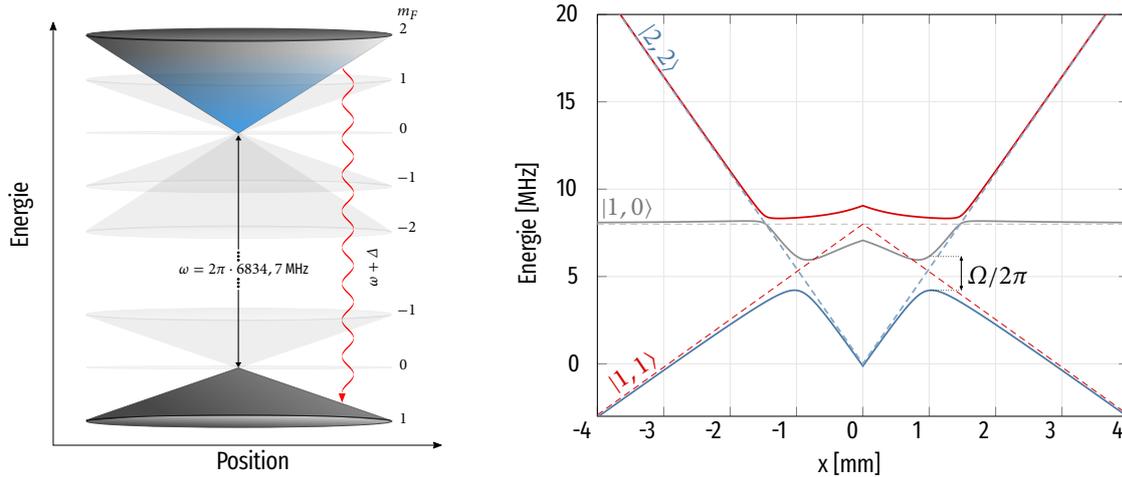


ABBILDUNG 3.7: Links: Das Energieschema der  $F = 1$ - und  $F = 2$ -Mannigfaltigkeit im "bare"-Zustandsbild. In Rot ist die zur Evaporation verwendete Mikrowellenstrahlung angedeutet, welche selektiv die energiereichsten Atome aus der Falle entfernt.

Rechts: Die Eigenenergien des mikrowellengekoppelten Systems mit einer Verstimmung von 8 MHz zur Resonanz bei einem Feldgradienten von 78 G/cm. In blau sind die "dressed"-Zustände, in grau die "bare"-Zustände und in rot der fangende Zustand  $|2, 2\rangle$  dargestellt.

Ensemble führt dies mit

$$(E - dE) = \frac{9}{2}(N - dN)k_B(T - dT) \frac{dN \ll N}{dT \ll T} \frac{dT}{T} = \frac{\eta + \kappa - 9/2}{9/2} \frac{dN}{N} \quad (3.6)$$

und  $\eta \gtrsim 7/2 \rightarrow dT/T > 0$  zu einer Reduktion der Temperatur des Ensembles [123]. Nach dem Entfernen der energiereichsten Atome aus dem System rethermalisieren die verbleibenden Atome durch elastische Stöße<sup>14</sup> und bilden eine um den Faktor  $dT/T$  verringerte Temperatur aus. Dies geht einher mit einer Erhöhung der Phasenraumdicke, welche durch sukzessive Wiederholung dieses Prozesses um Größenordnungen gesteigert werden kann. Um eine konstante Thermalisierung des Ensembles beim Evaporieren zu gewährleisten, muss die Schneidegeschwindigkeit der elastischen Stoßrate  $\Gamma_{el} = n_0 \bar{v} \sigma$  angepasst werden. Die Stoßrate setzt sich aus der maximalen Dichte  $n_0$ , der Durchschnittsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  und dem elastischen Streuquerschnitt zusammen. Durch die Abnahme der Temperatur während der Evaporation sinkt die Stoßrate  $\Gamma_{el} \propto \sqrt{T}$ , welche bei genügend hoher Effizienz  $\gamma(\eta, R) = -\frac{d \ln(PSD)}{d \ln(N)}$  für  $\eta > 3,17$  durch die Steigerung der Dichte kompensiert werden kann. In diesem Fall liegt die sogenannte "run-away Evaporation" vor [138]. Im Experiment wird die Effizienz  $\gamma(\eta, R)$  der Evaporation primär durch die Verlustrate  $R$  (siehe Gl. 3.7) bestimmt. Ist der Abschneideparameter  $\eta \gg 1$  gewählt, so ist die Energie der entfernten Teilchen und die Effizienz  $\gamma$  sehr hoch, die Evaporationsgeschwindigkeit entsprechend langsam. Bei starken Atomzahlverlusten  $R$  muss  $\eta$  der Lebenszeit des Systems angepasst werden, sodass die elastische Stoßrate deutlich größer als die Verlustrate  $\Gamma_{Verl}$  ausfällt.

Im Experiment ist die verwendete Hohlleiterantenne (siehe Kap. 2.6.2) unter einem Winkel von  $\alpha \sim 30^\circ$  zur Vakuumkammer befestigt<sup>15</sup>. Die abgestrahlte Mikrowellenleistung ( $\sim 32$  dBm) ergibt eine Rabi Frequenz von  $\Omega/2\pi = 11,8$  kHz (siehe Abb. 3.21) auf dem Übergang  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow$

<sup>14</sup>Für eine Rethermalisierung des Ensembles werden  $\sim 2 - 4$  Stöße zwischen den jeweiligen Atomen benötigt. Der experimentell mit Cs-Cs Kollisionen bestimmte Wert beträgt 2,7 [137].

<sup>15</sup>Ein Effekt des Einstrahlwinkels ist bei der Evaporation in der Magnetfalle nicht zu beobachten, da es keine globale Quantisierungsachse über das gesamte Ensemble gibt. Entscheidend ist diese jedoch bei der Zustandspräparation (siehe Kap. 3.9). Hier definiert das vertikal angelegte Quantisierungsfeld die von den Atomen wahrgenommene Polarisation des Mikrowellenfeldes.

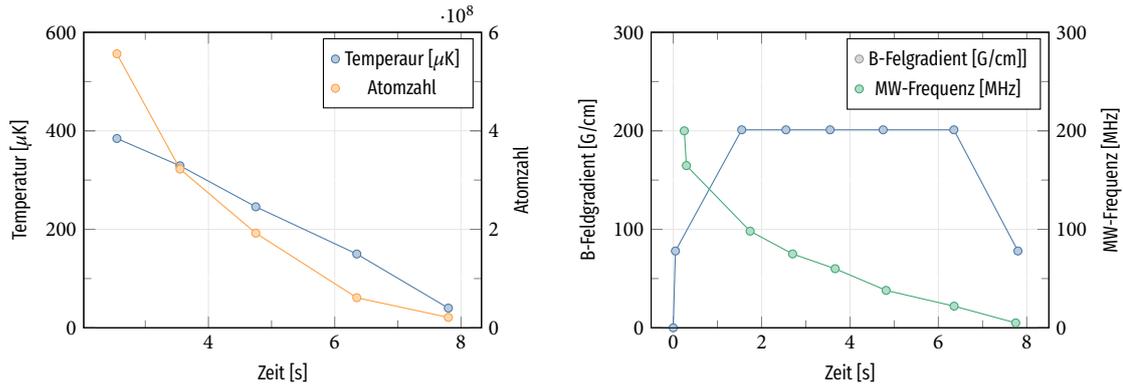


ABBILDUNG 3.8: **Links:** Atomzahl (orange) und deren Temperatur (blau) während der Evaporationssequenz. Die Verbindungen der Messpunkte dient der Übersichtlichkeit. **Rechts:** In Grau ist die Stärke des Magnetfeldgradienten während der Magnetfallenteilsequenz über die Zeit dargestellt. Der Verlauf der Mikrowellenfrequenz (als Differenz zur Resonanzfrequenz  $f_0$ ) während der Evaporation in der Magnetfalle ist in Grün abgebildet.

$|F = 1, m_F = 1\rangle$  und definiert die Energieaufspaltung von  $\Delta E = \hbar \cdot 2\pi\Omega$  der „avoided crossings“ [engl. für *vermiedene Überschneidungen*] im „dressed state“ Bild [139]. Die starke Kopplung der Zustände verhindert daher Landau-Zener Übergänge in höhere Zustände (siehe Abb. 3.7 rechts). Für den magnetischen Hyperfeinübergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, \Delta m_F \pm 1\rangle$  ist die Energiedifferenz durch  $\Delta E = \Delta E_{\text{Hyp}} + \Delta E_{\text{Zee}}(\mathbf{r}) = 2\pi\hbar \cdot 6,834 \text{ GHz} + E_{\text{Zee}}(\mathbf{r})$  gegeben. Die räumlich abhängige Zeeman-Aufspaltung  $\Delta E_{\text{Zee}}(\mathbf{r})$  ist proportional zum Betrag des Magnetfeldes (siehe Gl. 3.1). Die Mikrowellenevaporation startet bei einer Differenzfrequenz von  $(\omega - \omega_0)/2\pi = 164,7 \text{ MHz}$  von der Resonanz des ungestörten Hyperfeinübergangs ( $\hbar\omega_0 = \Delta E_{\text{Hyp}}$ ). Zur Anpassung der Evaporationsgeschwindigkeit an die Rethermalisierungszeit des Ensembles, ist die Evaporationssequenz in sechs lineare Rampen mit einer Gesamtdauer von 7,8 s unterteilt. Die Änderung der Mikrowellenfrequenz verläuft nicht stetig sondern wird, wie in Kapitel 2.6.1 beschrieben, schrittweise mit 50 S/s (Schritte/Sekunde) geändert. Um einen möglichen Einfluss der schrittweisen Änderung auszuschließen, wurde die Evaporation mit einer geringeren Aktualisierungsrate von 20 S/s und einer deutlich gesteigerten Rate von 250 kS/s wiederholt<sup>16</sup>. Eine Änderung des Evaporationsverhaltens konnte nicht festgestellt werden. Der zeitliche Verlauf der Mikrowellenfrequenzen, der Atomzahlen und die Änderung der Phasenraumdichte ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Unterhalb einer Mikrowellenverstimung von  $(\omega - \omega_0) \sim 2\pi \cdot 10 \text{ MHz}$  bricht die Effizienz der Evaporation auf Grund von Majorana-Verlusten stark ein. Die Evaporationsrampe endet bei einer Frequenz von  $(\omega - \omega_0)/2\pi \sim 7 \text{ MHz}$  bei einer Ensembletemperatur von  $T \sim 50 \mu\text{K}$  und einer Atomzahl  $N = 2,1 \cdot 10^7$ . Während der Evaporation wird das Magnetfeld, wie in Kapitel 3.6.1 beschrieben, von der anfänglichen Falle mit 78 G/cm auf 201 G/cm innerhalb von 50 ms erhöht. Dies entspricht einem Strom von  $I \sim 36 \text{ A}$  und einer Verlustleistung von  $P = 670 \text{ W/Spule}$ , welche im Bereich der maximalen Kühlleistung der Spulenkörper liegt. Eine weitere Erhöhung des Feldgradienten würde eine stärkere Kühlleistung voraussetzen. Im letzten Schritt der Evaporation wird das Magnetfeld zur Reduktion auftretender Majorana-Verluste innerhalb von 1,6 s auf 78 G linear abgesenkt. Der Einfluss auf die Lebensdauer, sowie die Phasenraumdichte dieses Verlustkanals wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

<sup>16</sup>Für die Messung der Evaporation mit einer Sample-Rate von 250kS/s wurde nicht die Frequenz des Mikrowellenchips seriell geändert, sondern dessen Referenzfrequenz mit 250 kS/s verschoben.

### 3.6.3. Majorana-Verluste

Die Kollisionsrate während der Evaporation in der Quadrupol-Magnetfalle setzt sich aus den zur Rethermalisierung benötigten elastischen ( $\Gamma_{el}$ ) und den verlustbehafteten inelastischen ( $\Gamma_{Verl}$ ) Kollisionen zusammen. Die Gesamtverluste setzen sich aus Stößen mit dem Hintergrundgas ( $\Gamma_{Hg} = \tau^{-1}$ ), Dreikörperstößen ( $\Gamma_{3Körp}$ ) und temperaturabhängigen Majorana-Verlusten mit der Rate  $\Gamma_{Ma}(T)$  zusammen. Im Regime geringer Dichte lassen sich die Dreikörperstöße vernachlässigen und die temperaturabhängige Lebensdauer ist durch

$$(\Gamma_{Verl}(T))^{-1} = (\Gamma_{Ma}(T) + \Gamma_{Hg})^{-1} = \left[ \chi \frac{\hbar}{m} \left( \frac{\mu_{BGF} m_F B'}{k_B T} \right)^2 + \frac{1}{\tau} \right] \quad (3.7)$$

gegeben [123]. Die Nutzung von  $\tau$  und  $\chi$  als freie Parameter bei der Berechnung der Fit-Funktion der temperaturabhängigen Lebensdauer (siehe Abb. 3.9) ergibt die hintergrundlimitierte Lebensdauer  $\tau = 44,6$  s und  $\chi = 0,02$ . Die Rate ist maßgeblich abhängig von dem Magnetfeldgradienten  $B'$ , der inversen Ensembletemperatur  $T^{-1}$  und der  $^{87}\text{Rb}$  Masse  $m$ .

Majorana-Verluste treten bei diabatischen Änderungen der magnetischen Quantisierungsachse auf [140], wenn das magnetische Moment  $\mu$  der Atome den Änderungen des Feldes nicht folgen kann [141]. Im semi-klassischen Bild präzediert das magnetische Moment der Atome mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = \mu B / \hbar$  um die lokale Quantisierungsachse. Bei einer Änderungen der Quantisierungsachse folgt die Ausrichtung des Momentes innerhalb der Zeitkonstanten der inversen Larmorfrequenz  $(\omega)^{-1}$ . Schnellen Änderungen  $\omega > \omega_L$  kann das System nicht adiabatisch folgen und Spin-Drehungen können angeregt werden. Im Fallenzentrum einer magnetischen Quadrupolfalle ( $|\mathbf{B}| \sim 0$ ) divergiert  $\omega^{-1}$ . Die Atome können ihren Spinzustand ändern, in einen nicht fangbaren Zustand wechseln und die Falle verlassen. Mit sinkenden Temperaturen während der Evaporation nimmt die Rate der Majorana-Verluste auf Grund der erhöhten Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Fallenzentrum quadratisch zu. Insbesondere verweilen die Atome mit der geringsten Energie am längsten im Potentialminimum und erfahren die größten Verluste. Folglich reduziert sich die Phasenraumdicke im Regime starker Majorana-Verluste durch das einhergehende Heizen und die Reduktion der Atomzahl (siehe Abb. 3.9).

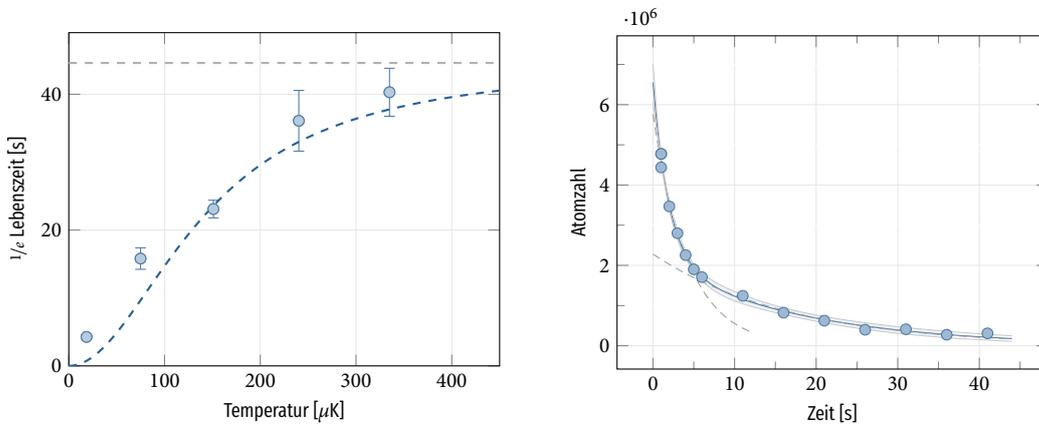


ABBILDUNG 3.9.: **Links:** Die Lebensdauer in der Magnetfalle in Abhängigkeit der Ensembletemperatur in  $\mu\text{K}$ . Die Lebensdauer durch Streuung an Atomen des Hintergrundgases ist in grau gestrichelt dargestellt. Die Ausgleichskurve (blau gestrichelt) stellt die Majorana-Verlustraten Gleichung (Gl. 3.7) dar. **Rechts:** Anzahl der Atome in einer stark evaporierten Magnetfalle ( $\Delta f = 2$  MHz) über die Zeit. Der Magnetfeldgradient beträgt  $78\text{G/cm}$  bei einer anfänglichen Ensembletemperatur  $T \sim 30\ \mu\text{K}$ .

Um die Verlustrate durch Majorana-Spin-Drehungen zu mindern, wird der Magnetfeldgradient zum Ende der Evaporationssequenz linear innerhalb von 1,6 s von  $B' = 201 \text{ G/cm}$  auf  $78 \text{ G/cm}$  abgesenkt. Die Reduktion des Magnetfeldgradienten bewirkt eine Verringerung der Temperatur  $T \propto (B')^{2/3}$  [142] und Dichte des Ensembles sowie eine verringerte elastische Stoßrate. Trotz vorhandener Majorana-Verluste bildet die Evaporation bis zu einer Verstimmung von  $(\omega - \omega_0)/2\pi = 7 \text{ MHz}$  ( $T = 54,2 \text{ } \mu\text{K}$ ) das experimentell ermittelte Optimum zum Beladen der optischen Dipolfalle. Diese Werte stimmen gut mit den in anderen Experimenten beobachteten Werten überein [142, 143]. Es gibt viele Ansätze zur Vermeidung von Majorana-Verlusten. Neben der Verwendung eines blau verstimmten Laserstrahls ("blue plug") zur Verformung des Potentials im Fallenzentrum [12, 144], der Verwendung von zeitlich variierenden Magnetfeldern in einer TOP-Falle ["Time Orbiting Potentials"] [141, 145, 146] und der Verschiebung der Magnetfeld-Null durch eine Ioffe Pritchard Spule [147], ermöglicht das Umladen der Atome in ein rein optisches, harmonisches Dipolfallenpotential die Kühlung bis zum BEC. Dies wird im Folgenden (Kapitel 3.7.2) ausführlich erläutert.

### 3.7. Die optische Dipolfalle

Die optische Dipolfalle (*engl. optical dipole trap*, kurz: ODT) ermöglicht das Kühlen des Ensembles bis zum BEC. Im Gegensatz zu Magnetfallen sind in Dipolfallen Magnetfelder ein freier Parameter, die zur Quantisierung in einem geführten Atominterferometer verwendet werden können.

Ähnlich dem Prinzip der Magnetfalle, beruht das optische Fangen in der Dipolfalle auf der Minimierung der Energie des Systems. Die angelegten externen Felder (B-Feld bzw. elektromagnetisches Lichtfeld) verursachen eine intensitätsabhängige Energieverschiebung, die zu einem räumlichen Einschluss genutzt werden kann. Während der Wechselwirkungs-Hamilton-Operator  $H_{\text{Mag}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$  für die Magnetfalle die Kopplung des permanenten magnetischen Momentes an das externe Magnetfeld beschreibt, so ist die Wechselwirkung  $H_{\text{ODT}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}$  in der ODT durch den vom elektromagnetischen Wechselfeld induzierten elektrischen Dipol gegeben. Die durch ein stark rot verstimmtes Lichtfeld verursachte Energieverschiebung  $\Delta E$  lässt sich als Störung zweiter Ordnung auf das elektrische Feld behandeln [120]. Dies führt in einem Zwei-Zustand-System (mit dem Grundzustand  $|g\rangle$  und dem angeregten Zustand  $|e\rangle$ ) zu einer Energieverschiebung (siehe Abb. 3.10)

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle e|\boldsymbol{\mu}|g\rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) = U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) \quad (3.8)$$

mit  $\Gamma = |\langle e|\hat{\mathbf{d}}|g\rangle|^2 w_0^3 / (3\pi\epsilon_0\hbar c^3)$

Mit der Substitution des Dipolmatrixelements durch die spontane Zerfallsrate  $\Gamma$  des angeregten Zustands  $|e\rangle$  und der Relation  $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$  entspricht dies exakt dem durch das Licht verursachten Potential  $U_{\text{dip}}(\mathbf{r})$ .<sup>17</sup> Es lässt sich erkennen, dass für rot verstimmte Lichtfelder  $\Delta < 0$  das Potential negativ und somit attraktiv wird. Die Atome sammeln sich in der Region der höchsten Intensität. Für blau verstimmtes Licht  $\Delta > 0$  wird das Potential hingegen repulsiv. Ein Vergleich des

<sup>17</sup>In der in Gl. 3.8 genutzten Notation beschreibt "+" den Grundzustand und "-" den angeregten Zustand.

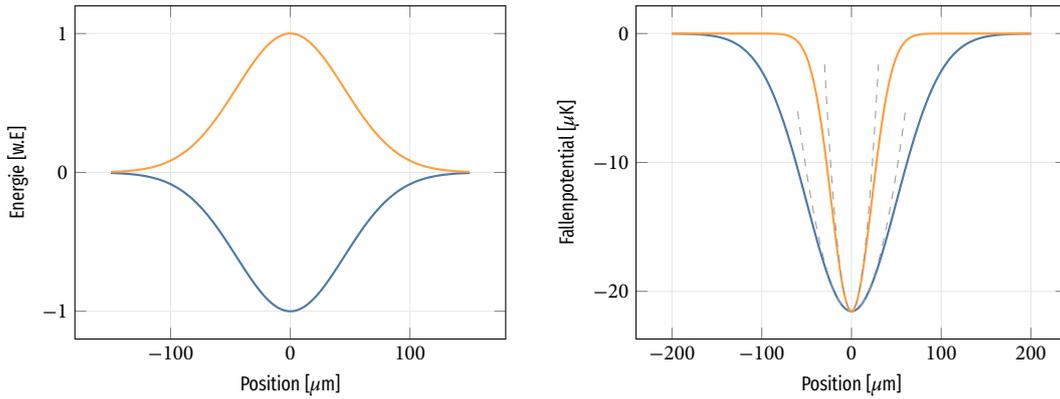


ABBILDUNG 3.10: **Links:** AC-Stark-Verschiebung des  $^{87}\text{Rb}$  Grundzustandes  $5^2S_{1/2}$  (blau) und des angeregten Zustandes  $5^2P_{3/2}$  (orange). **Rechts:** Fallenpotential des elliptischen Dipolfallenstrahls (blau= schwacher Einschluss, orange= starker Einschluss). In grau gestrichelt ist die harmonische Näherung an das optische Potential abgebildet.

optischen Dipolpotentials aus Gl. 3.8 mit der spontanen Streurrate

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (3.9)$$

führt zu der Relation  $\hbar\Gamma_{\text{sc}} = \Gamma U_{\text{dip}}/\Delta$ . Es wird deutlich, dass bei einer Erhöhung der Intensität  $I(\mathbf{r})$  und entsprechend größerer Verstimmung  $\Delta$  spontane Streueignisse unterdrückt werden, das Fallenpotential jedoch unverändert bleibt. In der experimentellen Realisierung beträgt die Verstimmung zur Resonanz auf Grund dessen meist einige 100 nm.

Wie in Kapitel 2.10 beschrieben, wird im optischen Aufbau der Dipolfalle ein 1064 nm Faserverstärker mit einer Ausgangsleistung von 10 W genutzt. Mit Hilfe von AOMs wird das Licht zur Vermeidung von Interferenzen in der Frequenz verschoben und die Leistung stabilisiert. Das Licht wird auf zwei separate Strahlen aufgeteilt und mit optischen Fasern zum Experimentaufbau geleitet. In der Kammer bilden die zwei Strahlen die unter  $90^\circ$  gekreuzte Dipolfalle. Deren Gesamtleistung beträgt 4,7 W. Neben der Erhöhung der Strahlagestabilität, dienen die optischen Fasern der Reinigung der Intensitätsprofile. Die resultierende  $\text{TEM}_{00}$ -Mode besitzt eine reine, gauß'sche Intensitätsverteilung

$$I(\mathbf{r}) = \frac{2P}{\pi w(x)^2} \exp\left[\frac{-2r^2}{w(x)^2}\right] \quad \text{mit } w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{z_R}\right)^2} \quad (3.10)$$

mit der Strahltaile  $w(x)$ , der Lichtleistung  $P$  und der Rayleighlänge  $z_R$ . Die zur Fokussierung der Strahlen genutzten radialen Strahltaillen betragen  $w_{0x,y} = 1,1$  mm und  $w_{0z} = 2,2$  mm. Die gauß'sche Verteilung lässt sich im Zentrum für  $\mathbf{r} \ll \omega_0$  harmonisch nähern (siehe Abb. 3.10), wodurch das optische Potential mit Hilfe der Fallenfrequenzen  $\omega_i$  ausgedrückt werden kann:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\Re[\alpha(\lambda)]}{2\varepsilon_0 c} I(r) \sim \sum_i \frac{1}{2} m\omega_i^2 r_i^2 \quad \text{mit } (i = x, y, z) \quad (3.11)$$

Die wellenlängenabhängige, dynamische Polarisierbarkeit  $\alpha(1064 \text{ nm}) = 1,1325 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{V}$  [148] ist als Maß der Kopplungsstärke des Atoms an das externe elektromagnetische Feld zu verstehen.

Ist die mittlere thermische Energie des Ensembles in der Dipolfalle deutlich kleiner als die Fallen-

tiefe, lässt sich die Dynamik des Systems sehr gut mit der harmonischen Näherung beschreiben. Die axiale und die radialen Fallenfrequenzen ergeben sich für einen einzelnen Dipolstrahl aus  $\omega_{z_R}^2 = 2U_0/mz_R^2$  und  $\omega_r^2 = 4U_0/m\omega_0^2$ . Die im Vergleich zur Strahltaile  $\omega_0$  große Rayleighlänge  $z_R$  führt zu einem sehr schwachen Einschluss des Ensembles entlang der Ausbreitungsrichtung des Dipolstrahls. Im Experiment beträgt die Fallenfrequenz in dieser Richtung  $\sim 1$  Hz. Wird ein zweiter Dipolstrahl orthogonal eingestrahlt, kann der Einschluss in der longitudinalen Richtung stark erhöht werden. Die Fallenfrequenzen der gekreuzten Dipolstrahlen ergeben sich aus den einzelnen Fallenfrequenzen  $\omega_{i,1}$  und  $\omega_{i,2}$  der Strahlen zu  $\omega_i = \sqrt{\omega_{i,1}^2 + \omega_{i,2}^2}$  mit  $i \in \{x, y, z\}$ . Abbildung 3.10 zeigt das Fallenpotential für einen Dipolstrahl unter Vernachlässigung der Gravitation. Die in Kapitel 2.10 beschriebene vertikale Aufweitung der Dipolfallenstrahlen führt zu einem elliptischen Strahlprofil und asymmetrischen Fallenfrequenzen in den radialen Richtungen. Die resultierende Fallenfrequenz ist in der Vertikalen (Gravitationsrichtung) um einen Faktor  $\omega_z/\omega_r \sim 3$  größer als in der Horizontalen.

	$w_{0,z}$	$w_{0,x,y}$	$z_{R,z}$	$z_{R,x,y}$	Leistung
<b>Strahl 1</b>	46,0 $\mu\text{m}$	90 $\mu\text{m}$	6,3 mm	25,2 mm	2,5 W
<b>Strahl 2</b>	45,4 $\mu\text{m}$	92 $\mu\text{m}$	6,3 mm	25,2 mm	2,2 W

TABELLE 31.: Übersicht der Strahlparameter der optischen Dipolfallenstrahlen.

### 3.7.1. Justage der ODT

Die evaporierte Atomwolke in der Magnetfalle besitzt eine Größe von ca. 300  $\mu\text{m}$ . Die direkte Justage der Dipolfallenstrahlen auf das Fallenzentrum stellt daher eine Herausforderung dar. Zur groben horizontalen Ausrichtung der Strahlen wird die Dipolfalle deutlich unterhalb des Magnetfallenzentrum eingestrahlt und das evaporativ gekühlte Ensemble nach einer freien Fallzeit von 35 ms mit dem vertikalen Abbildungssystem detektiert. Dies steigert das Volumen für einen Überlapp signifikant. Fallen die Atome durch den Dipolfallenstrahl, können diese auf Grund ihrer kinetischen Energie nicht lange in der Falle gehalten werden. Jedoch lassen sich die Atome trotz der kurzen Verweildauer in der Falle im Intensitätsprofil der Absorptionenaufnahmen identifizieren (siehe Abb. 3.11a). Dieses Verfahren wird für die beiden Strahlen separat angewendet und die Strahlen horizontal ausgerichtet. Die vertikale Ausrichtung wird mit Hilfe der vertikalen Fluoreszenzdetektion durchgeführt (siehe Abb. 3.11b). Nach der separaten Ausrichtung wird der Überlapp der beiden Strahlen optimiert (siehe Abb. 3.11c).

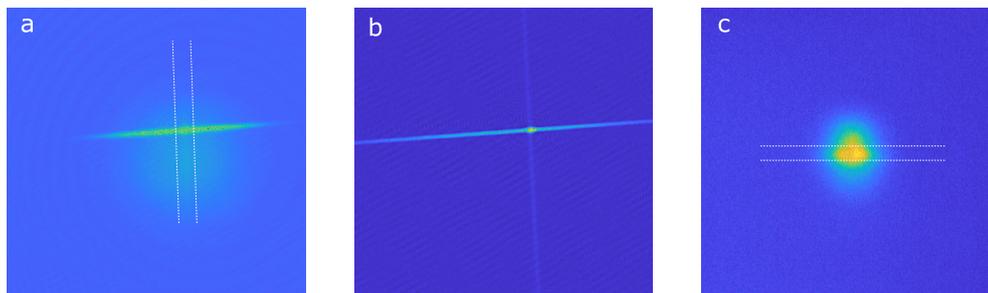


ABBILDUNG 311.: Abbildungen mittels vertikaler Absorptionsdetektion während (a) und nach (b) dem Transfer aus der Magnetfalle in die gekreuzte optische Dipolfalle. In Abbildung (c) ist die Überlagerung der beiden Fallen mittels horizontaler Fluoreszenzdetektion dargestellt. Die weißen Linien dienen der Verdeutlichung der Lage des Dipolstrahls.

Im vorliegenden Aufbau dienen die Dipolfallenstrahlen neben der Erzeugung einer dreidimensionalen Falle auch der Formung eines optischen Wellenleiters zur geführten Atominterferometrie. Dies erfordert eine sehr genaue Ausrichtung der Strahlen senkrecht zur Gravitationsachse, da eine Verkippung der Strahlen zu einer Beschleunigung im Wellenleiter führt. Zur vertikalen Ausrichtung der Dipolfallenstrahlen wird das in der gekreuzten Falle erzeugte BEC durch Absenken der Leistung des einen Strahls ( $P_1$ ) und gleichzeitiges Anheben der Leistung des anderen Strahls ( $P_2$ ), in den Strahl 2 geladen. Kommt es zu einer Verschiebung des Massenschwerpunkts ist dies entweder auf eine Verkippung des Strahls ( $P_2$ ) oder eine Verschiebung des Fokus zurückzuführen. Eine Unterscheidung kann durch eine zweite Messung, mit einer geänderten Leistung  $P_2$  des Strahls, getroffen werden. Ist die Leistung bei der zweiten Messung höher, die anschließende Bewegung des Ensembles jedoch geringer, so deutet dies auf eine Verkippung hin. Mit den zwei Spiegeln wird die Strahlage korrigiert und der Strahl sukzessiv durch mehrfaches Anwenden des Verfahrens horizontal ausgerichtet. Zusätzlich garantiert dies die korrekte Position des Fokus der Dipolfallenstrahlen.

### 3.7.2. Beladen der ODT

Die optische Dipolfalle wird während der Magnetfallenevaporation innerhalb einer Sekunde linear auf  $P_1 = 2,5$  W und  $P_2 = 2,2$  W erhöht (siehe Abb. 3.1). Mit den in Tabelle 2.6 gegebenen Strahlparametern ergibt sich eine maximale Falltiefe von  $U_0 = 121,1$   $\mu$ K und Fallenfrequenzen von  $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)/2\pi = (242, 257, 708)$  Hz für das optische Potential. Das Gesamtpotential ist die Superposition der drei vorhandenen einzelnen Potentiale, dem Dipolfallen- (Gl. 3.11), dem Magnetfallen- (Gl. 3.2) und dem Gravitationspotential  $U_g = mgz$ . Dies ergibt sich zu

$$U_{tot}(\mathbf{r}) = -U_0 e^{-2(y^2+(z-z_0)^2)/w_0^2} + m_{FGF}\mu_B B' \sqrt{(x^2 + y^2)/4 + z^2} + mgz. \quad (3.12)$$

Abbildung 3.12 zeigt das Gesamtpotential  $U_{tot}(\mathbf{r})$  in Gravitationsrichtung während des Umladeprozesses von der reinen Magnetfalle (orange gestrichelt) über die Hybridfalle (orange bis

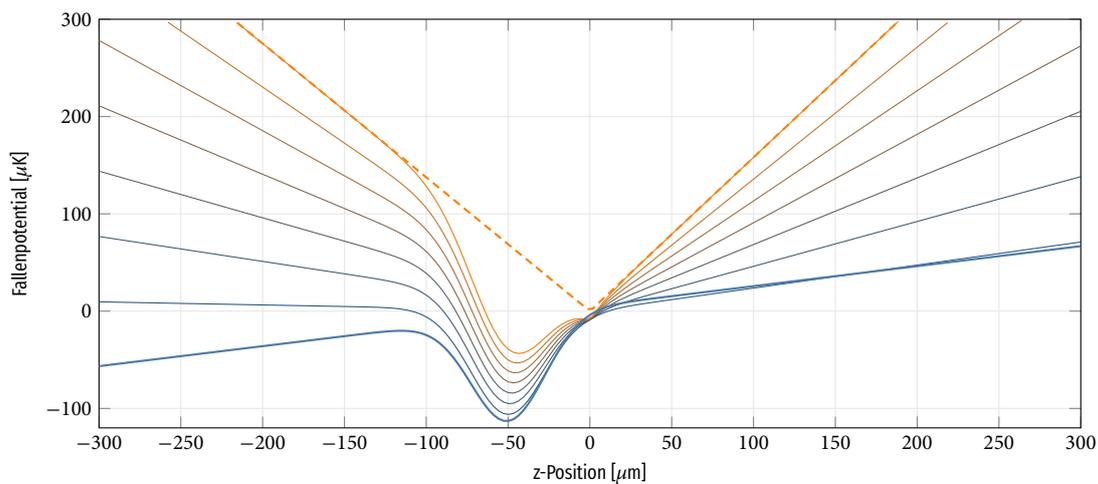


ABBILDUNG 3.12.: Simulation des Gesamtpotentials während des Umladens vom reinen Magnetfallenpotential (orange, gestrichelt) in das optische Dipolfallenpotential (blau, fett). Das Dipolfallenpotential wird von zwei, unter einem Winkel von  $90^\circ$ , gekreuzten Strahlen erzeugt. Die Strahlleistungen betragen  $P_1 = P_2 = 2,5$  W. Der vertikale Versatz zwischen dem Magnetfeldminimum und dem Zentrum der ODT beträgt  $50$   $\mu$ m.

dunkelblau) in das rein optische Potential (blau) zu verschiedenen Zeitpunkten.

Wie in Kapitel 3.6.3 beschrieben, wird während der letzten Evaporationsrampe der Magnetfeldgradient von 201 G/cm zur Vermeidung von Majorana-Verlusten auf 78 G/cm abgesenkt. Das Umladen in die reine Dipolfalle geschieht mit einer weiteren linearen Rampe des Magnetfeldes von 78 G/cm auf 0 G/cm. Die Abhängigkeit der Umladeeffizienz von ihrer Dauer ist in Abbildung 3.13 (rechts) dargestellt. Die Absenkdauer des Magnetfeldes wird in dieser Messung von 0,1 s bis 2 s variiert. Die angegebene Atomzahl bezieht sich auf die im BEC kondensierten Atome<sup>18</sup>. Für Umladedauern  $t_{\text{Uml.}} < 300$  ms konnten keine Atome im BEC beobachtet werden. Ab  $t_{\text{Uml.}} > 300$  ms steigt die Atomzahl bis  $t_{\text{Uml.}} = 1100$  ms linear an. Die Sättigung der Atomzahl erfolgt für  $t_{\text{Uml.}} > 1100$  ms mit  $N = 1,6 \cdot 10^5$  Atomen.

Während des adiabatischen Herabsetzens des Magnetfeldes sammeln sich die Atome mit der Temperatur  $T < U_0$  im Minimum der optischen Dipolfalle (mit der Falltiefe  $U_0$ ) und bleiben eingeschlossen. Die Effizienz dieses Prozesses hängt stark von der relativen Position der Fallenminima ab. Der Kreuzungspunkt der Dipolfallenstrahlen wird kurz unterhalb des Magnetfallenminimums positioniert. Auf Grund des Aufwandes bei der Positionierung der orthogonalen Dipolstrahlen ist es bei der Optimierung vorteilhaft, das Magnetfallenminimum durch die von den Kompensationsspulen (siehe Kap. 2.4) erzeugten homogenen Magnetfelder in der Position zu verändern. Mit Hilfe der horizontalen Fluoreszenz- (siehe Kap. 2.7.2) und vertikalen Absorptionsdetektion (siehe Kap. 2.7.1) wird die Position der Atomwolke in der Magnetfalle (das Magnetfallenminimum) in Abhängigkeit der Kompensationsfelder vermessen. Abbildung 3.13 zeigt die Anzahl kondensierter Atome, nach der Evaporation in Abhängigkeit des räumlichen Versatzes der Fallenminima. Die höchste Effizienz besteht bei  $\Delta x = 85 \mu\text{m}$  und  $\Delta y = 0 \mu\text{m}$ .

Der Versatz in der z-Richtung ist einerseits durch den gravitativen Sog gegeben (siehe Abb. 3.14), der das Fallenminimum mit

$$\partial_z U_z = m(\omega_z^2 - g)z \stackrel{!}{=} 0 \rightarrow z_0 = -\frac{g}{\omega_z^2} \quad (3.13)$$

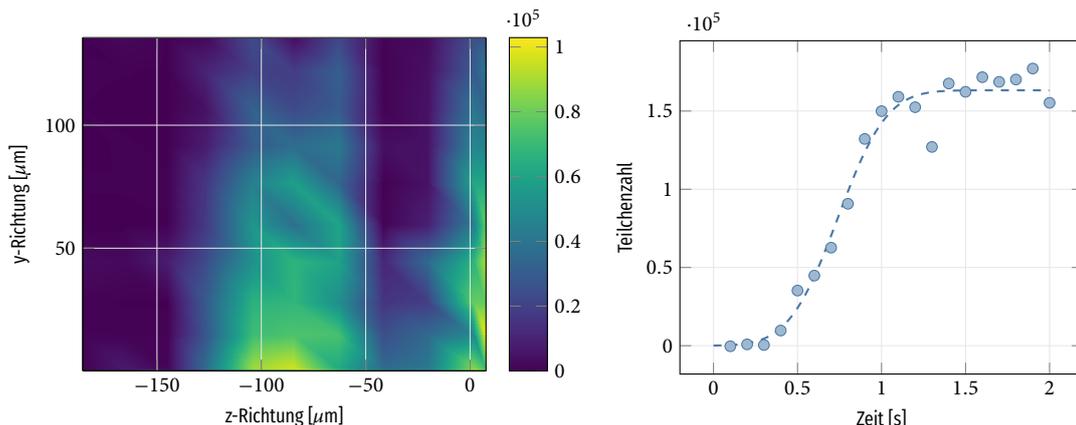


ABBILDUNG 3.13: **Links:** Die Anzahl der kondensierten Atome nach der Evaporation in der ODT in Abhängigkeit des räumlichen Versatzes der Fallenminima. Der Nullpunkt beschreibt die exakte Überlagerung. **Rechts:** Die Anzahl der kondensierten Atome nach der Evaporation in Abhängigkeit der Umladedauer. Die Ausgleichskurve dient der Übersichtlichkeit.

<sup>18</sup>Direkt nach dem Umladen in die optische Dipolfalle sind die Atome entlang der Strahlen der optischen Dipolfalle verteilt (siehe Abb. 3.11). Eine genaue Messung der Atomzahl zu diesem Zeitpunkt wird auf Grund der asymmetrischen Verteilung und der Ausdehnung erschwert.

leicht verschiebt [123]. Andererseits unterdrückt das bestehende Magnetfeld unterhalb des Magnetfeldminimums Majorana-Verluste [106] und erhält die Atomzahl im BEC.

### 3.8. Bose-Einstein Kondensation

Durch den im vorigen Abschnitt beschriebenen Transfer können  $N \sim 1,5 \pm 0,5 \cdot 10^7$  Atome in das Potential der Dipolfalle geladen werden. Die Temperatur des transferierten Ensembles ist durch die Falltiefe  $U_0 = 121 \mu\text{K}$  limitiert. Die große Unsicherheit der Atomzahl und Temperatur direkt nach dem Beladen ist auf die Verteilung des Ensembles über die Rayleigh-Länge zurückzuführen. Die nicht-sphärische Verteilung über den Abbildungsbereich der Kamera erschwert die Bestimmung der Atomzahl zu diesem Zeitpunkt der Experimentsequenz erheblich.

Ähnlich der evaporativen Kühlung in der Magnetfalle, wird die Erhöhung der Phasenraum-dichte in der Dipolfalle durch gezieltes Entfernen der energiereichsten Atome des Ensembles erreicht. Ein kontrolliertes Absenken der Dipolstrahlenleistung führt zu einer Reduktion der Falltiefe, woraufhin die energiereichsten Atome die Falle verlassen. Durch Stöße rethermali-siert das verbleibende Ensemble und bildet für Temperaturen  $T \gg T_c$  eine Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung mit einer geringeren mittleren Energie aus<sup>19</sup>. Abbildung 3.14 zeigt das berechnete Dipolfallenpotential und dessen Falltiefe für unterschiedliche Zeiten während des Evaporationsprozesses. Auf Grund der Abnahme der Fallenfrequenzen  $\omega_{x,y,z}$  mit der Evaporationstiefe (siehe Gl. 3.11) ist eine "run-away Evaporation" wie in der Magnetfalle nicht möglich. Experimentell wird, wie in Abbildung 3.14 dargestellt, die Gesamtleistung der Dipolfalle von  $P = 4,7 \text{ W}$  ( $P_1 = 2,5 \text{ W}$  und  $P_2 = 2,2 \text{ W}$ ) innerhalb von 5 s auf  $P = 232 \text{ mW}$  ( $P_1 = 118 \text{ mW}$  und  $P_2 = 114 \text{ mW}$ ) abgesenkt. Die Falltiefe reduziert sich entsprechend der Leistung von  $U_0 = 101,5 \mu\text{K}$  auf  $U_0 = 800 \text{ nK}$ . Bei der erstmaligen Optimierung der Evaporationssequenz wurden lineare Rampen verwendet. Die Evaporationstiefe wurde so gewählt, dass nach jeder Evaporationsrampe etwa die Hälfte der Atome in der Falle verblieben. Nachfolgend wurde die

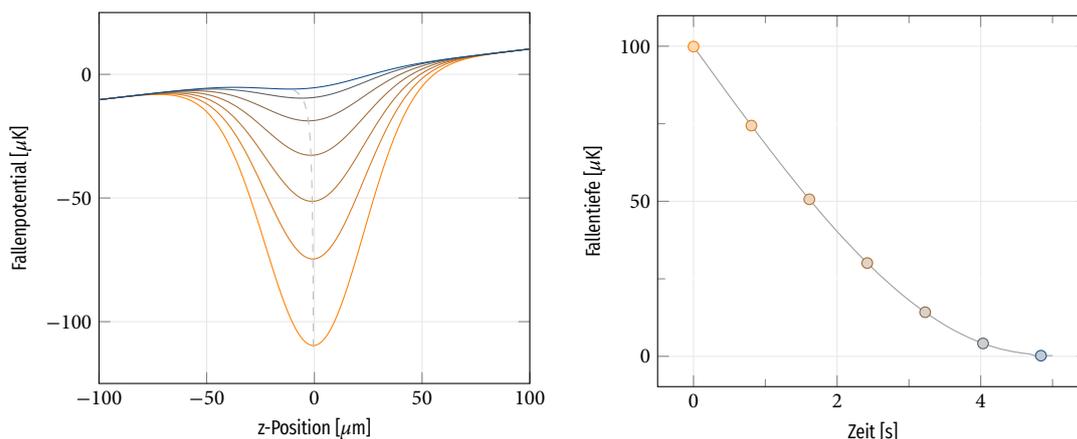


ABBILDUNG 3.14: **Links:** Das berechnete Potential der optischen Dipolfalle für verschiedene Schritte während der Evaporation. Die Strahltaillen sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Die Gesamtleistungen betragen  $P = \{4,2; 3,2; 2,2; 1,4; 0,8; 0,4 \text{ und } 0,21\} \text{ W}$  farblich kodiert (orange zu blau). Die Verschiebung des Fallenminimums aus Gl. 3.13 ist in Grau gestrichelt dargestellt. **Rechts:** zeitlicher Verlauf der Falltiefe während der Evaporation.

<sup>19</sup>Die kritische Temperatur  $T_c$  ist die charakteristische Größe, ab welcher das Ensemble den Phasenübergang zum BEC vollzieht.

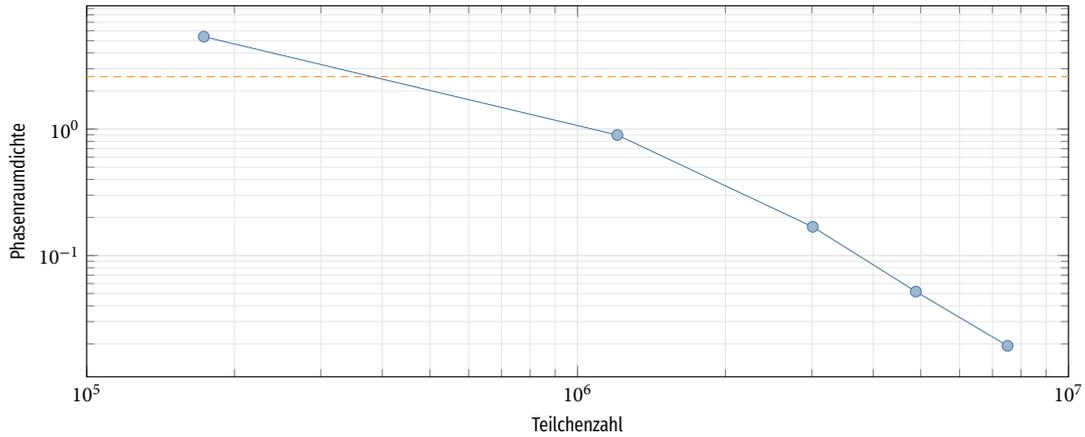


ABBILDUNG 3.15.: Der Verlauf der Phasenraumdichte in Abhängigkeit der Teilchenzahl während der Evaporation in der optischen Dipolfalle. Der Übergang zum BEC ist in orange gestrichelt dargestellt.

Evaporationszeit variiert und auf die PSD optimiert. Die Evaporationssequenz zum BEC bestand aus vier linearen Rampen, die durch die Rampenform  $f(t) = A \cdot \sin(\pi/10 * t + \pi)$  in dem Zeitintervall  $0 \leq t \leq 5$  s sehr gut genähert werden konnte. Im Bereich hoher Fallenfrequenzen  $\omega$  ist die Änderung der Leistung annähernd linear. Für Zeiten  $t \geq 2$  s wird die Evaporationsrampe zunehmend flacher. Dies passt die Evaporationsgeschwindigkeit den abnehmenden Fallenfrequenzen und der Rethermalisierungsrate an. Die Phasenraumdichte (siehe Gl. 3.3) ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Diese nimmt während der Evaporation um einen Faktor  $\sim 290$  pro Größenordnung Atomzahlverlust zu. Die dargestellten Datenpunkte entsprechen den Zeitpunkten  $t = \{1,5; 2,5; 3,5; 4,5$  und  $5\}$  s.

Für die Evaporationszeit  $t \geq 4,7$  s vollführt das Ensemble den Phasenübergang zum BEC. Nach  $t = 5$  s endet die Evaporationssequenz mit einem "reinen" BEC und einer Atomzahl von  $N \sim 1,8 \cdot 10^5$  (siehe Abb. 3.16). Unter einem "reinen" BEC ist hier der Zustand mit einer stark dominierenden Atomzahl im BEC ( $N_{BEC} \gg N_{therm}$ ) zu verstehen. Mit Hilfe längerer MOT-Ladezeiten kann die Anzahl der kondensierten Atome im BEC auf bis zu  $N_0 \sim (4,04 \pm 0,58) \cdot 10^5$  gesteigert werden (siehe Abb. 3.17).

Der Nachweis des Übergangs vom thermischen Regime zum BEC gelingt über die Detektion der Dichteverteilung des Ensembles. Eine umfassende theoretische Beschreibung und Herleitung der Dichteverteilung des BECs findet sich in [115, 123, 149] und wird im Folgenden kurz skizziert. Ausgehend vom Hamilton-Operator in zweiter Quantisierung ergibt sich die zeitabhängige Gross-Pitaevskii Gleichung (kurz GPE). Diese ist eine nicht-lineare Schrödingergleichung mit der wechselwirkungsinduzierten Nichtlinearität  $g|\Psi_0|^2$ . Mit Hilfe des Separationsansatzes  $\Psi_0(r, t) \stackrel{!}{=} f(t) \Psi_0(r)$  erhält man die stationäre Gross-Pitaevskii-Gleichung

$$\mu \Psi_0(r) = \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(r) + g|\Psi_0(r)|^2 \right\} \Psi_0(r). \quad (3.14)$$

Das chemische Potential  $\mu = [E(N) - E(N - 1)]/\hbar$  entspricht der Energie, die benötigt wird, um einem Ensemble mit  $(N - 1)$  Atomen ein zusätzliches Atom hinzuzufügen und kann so als proportional zur "mean-field"-Energie gesehen werden. Im Falle großer Wechselwirkung entscheidet der Wechselwirkungsparameter  $g$  über die Dynamik des Ensembles. Für  $g = 0$  entfällt die Nichtlinearität und es besteht eine formale Übereinstimmung mit der Einteilchen-Schrödingergleichung. Für  $g < 0$  wirkt die Wechselwirkung  $g$  attraktiv. Überwiegt diese die

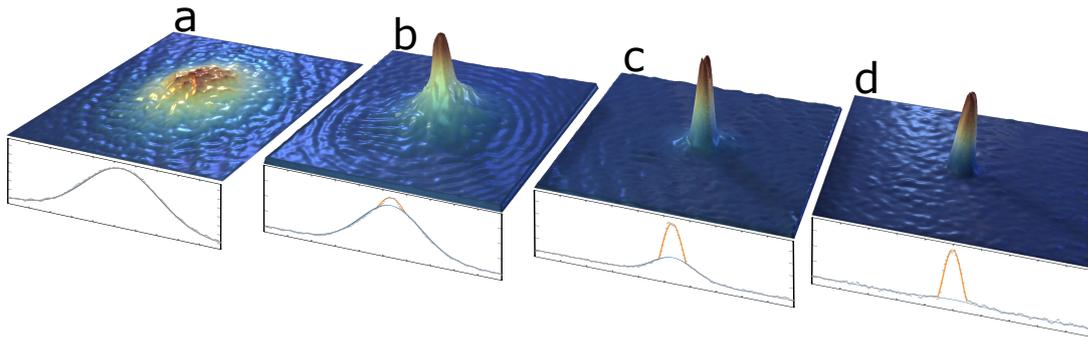


ABBILDUNG 3.16: Illustration des Phasenübergangs vom thermischen in das quantenentartete Regime (von links nach rechts). In den jeweiligen integrierten optischen Dichten ist der thermische Anteil (blau) und BEC-Anteil (orange) dargestellt.

repulsiv wirkenden Kräfte, führt die attraktive Wechselwirkung zum Kollaps des Ensembles [150] in einer Bosenova [151]. Für geringe Atomzahlen kann das Kollabieren verhindert und ein stabiler Zustand erreicht werden [152]. Ist die Streulänge wie im Fall von  $^{87}\text{Rb}$  positiv [153] führt dies zu einer abstoßenden Kraft der Teilchen. Es bildet sich für  $t < t_c$  ein stabiles BEC aus. Das System minimiert in diesem Fall seine Energie durch eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Wellenfunktion und verursacht ein "Anschmiegen" des BECs an die Wände des Potentials. In diesem Fall ist das Produkt aus der Atomzahl und der Streulänge größer als die fallenspezifische Oszillatorlänge  $a_i = \sqrt{\hbar/m\omega_i}$ . Es dominiert der Wechselwirkungsterm  $|\Psi_0(r)|^2$  gegenüber dem kinetischen Term  $(\hbar^2/2m)\nabla^2$ . Unter Vernachlässigung des kinetischen Anteils (Thomas-Fermi Näherung), lässt sich die stationäre GPE analytisch lösen

$$n_{\text{BEC}}(r) = |\Psi_0(r)|^2 = \begin{cases} \frac{\mu - V(r)}{g} & \mu \geq V(r) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.15)$$

und das Dichteprofil  $n_{\text{BEC}}(r)$  des Ensembles nimmt die Form des invertierten Fallenpotentials an<sup>20</sup> (siehe Abb. 3.16). Die Ausdehnung ist im Thomas-Fermi Regime durch die Thomas-Fermi-Radien  $R_i (i = x, y, z)$  gegeben. Die Verteilung unterscheidet sich maßgeblich von der gauß'schen Verteilung mit der Breite  $\sigma_i$ .

In situ<sup>21</sup> Abbildungen der Dichteverteilung zur Vermessung des Phasenübergangs gestalten sich auf Grund der geringen Ausdehnung und hohen optischen Dichte des Ensembles als schwierig. Die zeitliche Änderung der Dichteverteilung des BECs bei der freien Expansion während einer Flugzeitmessung unterliegt jedoch der analytischen Skalierung der Thomas-Fermi-Radien (siehe Gl. 4.13). Folglich bleibt die Funktionsform der invertierten Parabel während einer Freifallmessung erhalten und ermöglicht dessen Abbildung nach einer ausreichend langen Expansion. Gezeigt wurde dies theoretisch erstmalig von Castin und Dum [154] und später, davon unabhängig, durch Kagan [155] und Dalfovo [156].

Abbildung 3.16 zeigt die, entlang der Bildgebungsachse integrierte, Dichteverteilung des Ensembles für verschiedene Schritte während der Evaporation in der optischen Dipolfalle beim Phasenübergang vom thermischen ins quantenentartete Regime. Hierfür wurde die Evaporationsstiefe schrittweise erhöht (Abb. 3.16 a, b, c und d) und die Farbkodierung der Bilder individuell an die Höchstdichte des Bildes angepasst. Von links nach rechts zeigen die Bilder den Übergang

<sup>20</sup>Im Fall eines harmonischen Potentials entspricht dies einer invertierten Parabel.

<sup>21</sup>In situ (*lateinisch für "am Ort"*) bedeutet in diesem Zusammenhang eine Messung des Ensembles im gefangenen Zustand ohne die freie Expansion durch eine Flugzeitmessung.

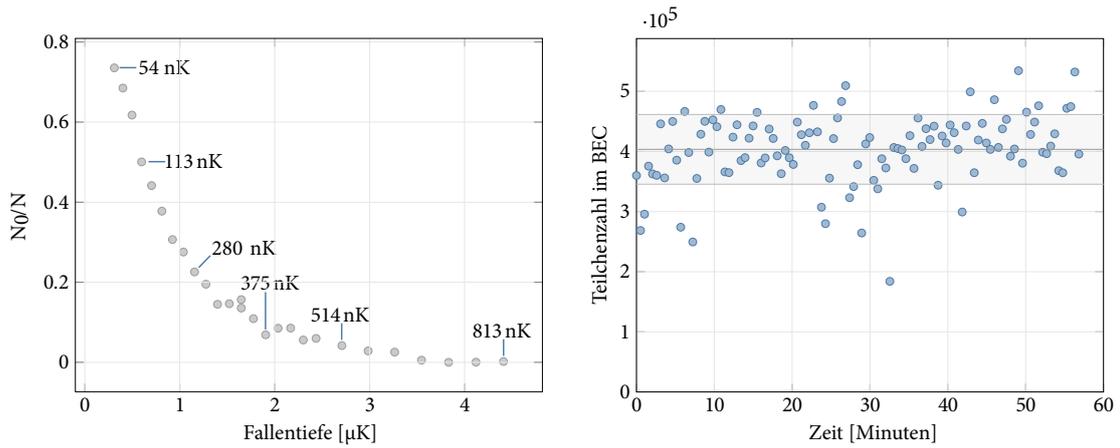


ABBILDUNG 3.17: **Links:** Das Verhältnis  $N_0/N$  des kondensierten Anteils  $N_0$  und der Gesamtatomzahl  $N$  über die berechnete Fallentiefe  $U_0$  des optischen Dipolpotentials. Die für einzelne Werte mittels TOF-Messungen bestimmten Ensembletemperaturen sind als Werte in den Graphen eingetragen. **Rechts:** Gemessene Atomzahl im BEC über 57 Minuten. Die mittlere Atomzahl im BEC beträgt  $N \sim 4 \cdot 10^5$ . Die Standardabweichung ( $\pm 58 \cdot 10^3$ ) ist grau hinterlegt.

vom thermischen in das quantenentartete Regime. In Abbildung 3.16a ist die Temperatur deutlich oberhalb der kritischen Temperatur  $T_c$ . Die integrierte, eindimensionale Dichteverteilung beschreibt eine Gaußfunktion. Abbildung 3.16b und c zeigen den Phasenübergang zum BEC und die Zunahme des kondensierten Anteils. In diesem intermediären Regime können in der integrierten Dichte die zwei unterschiedlichen Verteilungen ausgemacht werden. Für größere Evaporationstiefen nimmt der kondensierte Anteil immer weiter zu, bis ein "reines" BEC vorliegt (Abb. 3.16d). Der verbliebene Anteil thermischer Atome beträgt einige Prozent und kann auf den Bildern nicht mehr vom Hintergrund unterschieden werden. Das Verhältnis der im BEC kondensierten Atome zur Gesamtatomzahl ( $N_0/N$ ) ist in Abbildung 3.17 in Abhängigkeit der berechneten Fallentiefe der optischen Dipolfalle dargestellt. Die für einzelne Evaporationstiefen mittels TOF-Messungen bestimmten Temperaturen sind angegeben.

Eine weitere Eigenschaft ultrakalter Gase kann als Hinweis auf einen Phasenübergang vom thermischen in das quantenentartete Regime genutzt werden: Während sich wechselwirkungsfreie Atome thermischer Wolken bei einer TOF in alle Raumrichtungen mit derselben Expansionsrate ausbreiten und sich die Ausdehnungen  $\sigma_i$  entlang der Achsen ( $i = x, y, z$ ) asymptotisch annähern, hängt die Expansionsgeschwindigkeit ultrakalter Gase von ihrer Geometrie ab. Durch die Abhängigkeit der Ensemblegeometrie von den Fallenfrequenzen des Potentials (aus denen das BEC ausgekoppelt wird), lässt sich die Ausbreitung mit Hilfe des in Abschnitt 4.2 erläuterten Skalierungsverfahrens beschreiben:

$$R_{TF,i}(t) = \lambda_i(t) \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}}. \quad (3.16)$$

$\lambda_i(t)$  ist hier der zeitabhängige Skalierungsparameter,  $\mu$  das chemische Potential und  $\omega_i$  die Fallenfrequenz ( $i = x, y, z$ ). Besitzt das Potential wie in diesem Experiment asymmetrische Fallenfrequenzen, führt dies zu einer Änderung des Aspektverhältnisses während der freien Expansion (siehe Abb. 3.18).

Die zeitliche Entwicklung eines BECs und eines thermischen Ensembles ist in Abbildung 3.18 gegenübergestellt. Zum Zeitpunkt  $t_{\text{TOF}} = 10$  ms erfolgt für das BEC die Drehung des Aspektverhältnisses.

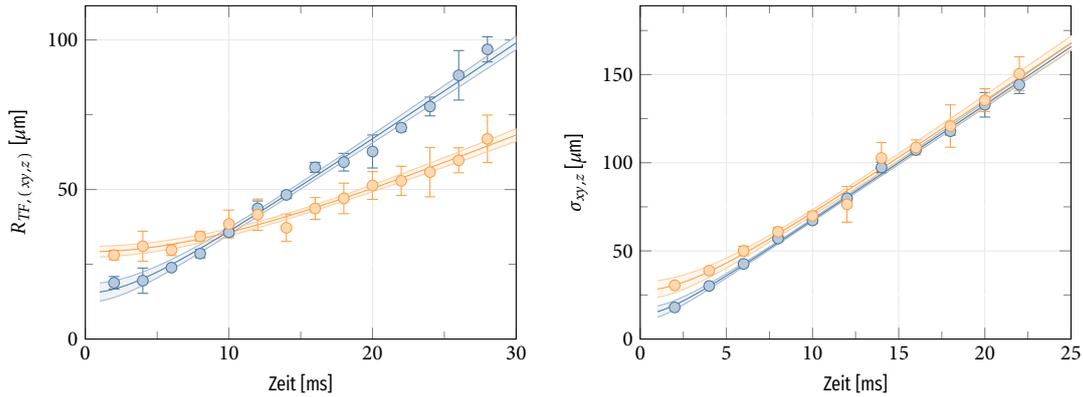


ABBILDUNG 3.18.: Die Entwicklung der Ensemblegrößen  $R_{TF,xy,z}(t)$  (BEC, links) und  $\sigma_{xy,z}(t)$  (thermisch, rechts) während der Freifallzeitmessungen mittels Fluoreszenzdetektion. Die horizontale Ausdehnung (geringe Fallenfrequenz) ist in orange, die vertikale Ausdehnung (starke Fallenfrequenz) ist in blau dargestellt. Für das Kondensat erfolgt die Änderung des Aspektverhältnisses nach  $t_{\text{TOF}} = 10$  ms. Für  $T \gg T_c$  strebt das Aspektverhältnis gegen Eins.

### 3.9. Mikrowelleninduzierte Zustandspräparation

Die Verwendung diskreter, mikrowelleninduzierter, magnetischer Dipolübergänge [157] ist neben einer adiabatischen rapiden Passage [158] eine verlässliche Methode zur Zustandspräparation kalter Ensembles. Abbildung 3.19 zeigt die Hyperfeinzustände  $|F = 1\rangle$  und  $|F = 2\rangle$  des  $5^2S_{1/2}$   $^{87}\text{Rb}$ -Grundzustandes und deren magnetische-Unterzustände. In blau sind die drei in diesem Experiment verwendeten Mikrowellenpulse ( $\Omega_{21}, \Omega_{10}, \Omega_{00}$ ) zum Transfer der Atome aus dem Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ , über die Zustände  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  und  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ , in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  dargestellt. Die benötigten frequenzstabilen Mikrowellenpulse werden mit dem in Kapitel 2.6 beschriebenen Aufbau erzeugt.

Die Adressierung der einzelnen Übergänge erfordert eine Aufhebung der Entartung der Zeeman-Zustände mit Hilfe eines homogenen Magnetfeldes. Dies dient gleichzeitig als Quantisierungsachse für die von den Atomen wahrgenommene Polarisation der Mikrowellenstrahlung. Die starke Abhängigkeit der energetischen Aufspaltung der Zustände  $\Delta E$  stellt hohe Anforderungen an die Stabilität der anliegenden Magnetfelder. In der horizontalen Ebene werden die Magnetfelder über zwei Helmholtz-Spulenpaare kompensiert. Die Entartung der Zeeman-Zustände wird durch ein vertikales Quantisierungsfeld mit  $B_z = 3,69$  G aufgehoben. Die aktive Messung des an der Vakuumkammer anliegenden Feldes ist mit Hilfe eines Saturationskern-Magnetometers

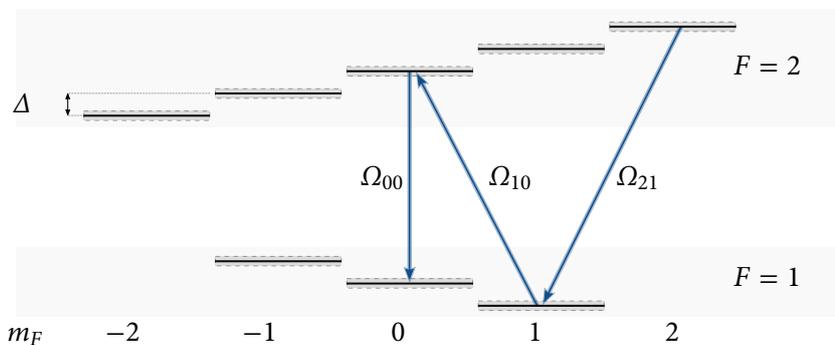


ABBILDUNG 3.19.: Schematische Darstellung des Mikrowellentransfers der Atome aus dem Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  in den magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$ . Die Rabi-Frequenzen  $\Omega_{ij}$  und Übergangsfrequenzen sind Tabelle 3.2 zu entnehmen.

	$\Omega_{21}$	$\Omega_{10}$	$\Omega_{00}$
<b>Frequenz <math>\omega_i/2\pi</math> [MHz]</b>	7,768	2,602	0,007
<b>Dauer [<math>\mu\text{s}</math>]</b>	38	49	44

TABELLE 3.2.: Übersicht der Mikrowellenfrequenzen und Pulsdauern für die Zustandspräparation des BECs. Die Frequenzen  $\omega_i/2\pi$  sind als Differenz zur Hyperfeinaufspaltung  $\Delta E_{\text{hyp}} \sim 6,834$  GHz angegeben.

(*Bartington MAG-03*) realisiert. Dieses zeichnet sich, wie in Kap. 2.4 beschrieben, durch hohe Stabilität und Genauigkeit aus.

Bei einem anliegenden Magnetfeld von  $B_z = 3,69$  G beträgt die differentielle Aufspaltung der Zustände unter Vernachlässigung des quadratischen Zeeman-Effektes  $\Delta_{m_F} = 2,58$  MHz (siehe Gl. 3.1). Die Übergangsfrequenzen  $\omega_i/2\pi$ ,  $i \in \{21, 11, 00\}$  und Pulsdauern sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

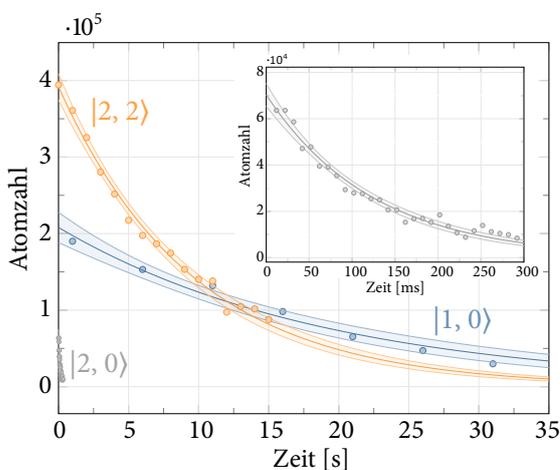


ABBILDUNG 3.20.: Bestimmung der Lebenszeiten des BECs für die Zustände  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  (orange),  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  (blau) und  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  (grau). Die Detailansicht zeigt das Zeitintervall 0 – 300 ms für den Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ .

Verlauf für die Zustandspräparation schematisch dargestellt. Die minimale Zeit zwischen zwei Frequenzänderungen des Mikrowellenchips wurde bei der Programmierung in der LabVIEW Experimentsteuerung auf  $t \geq 15$  ms festgelegt. In Schritt (1) wird die Mikrowellenfrequenz von  $\Delta f = 200$  MHz auf  $\Delta f = 7,768$  MHz sprunghaft geändert. Die Wartezeit von  $\geq 1$  ms garantiert, dass die Mikrowellenquelle phasenstabil zu ihrer 10 MHz Referenz und auf der gewünschten Frequenz läuft. In (2) wird mit Hilfe der Mikrowellenschalter ein kurzer Mikrowellen  $\pi$ -Puls (38  $\mu\text{s}$ ) eingestrahlt. Dieser invertiert die Besetzung der Zustände  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  und  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  und transferiert die Atome in die  $|F = 1\rangle$ -Mannigfaltigkeit.

Exemplarisch ist in Abbildung 3.21 der zeitliche Verlauf der normierten Besetzung während des Mikrowellentransfers auf dem Übergang  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$  dargestellt. Ausgehend von einem spinpolarisierten Ensemble im Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  (blau) oszilliert die Besetzung mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_{21} = 2\pi (13,43 \pm 0,07)$  kHz und erreicht nach  $t \sim 38 \mu\text{s}$  eine vollständige Inversion. Dephasierungseffekte wurden auf diesen Zeitskalen nicht beobachtet.

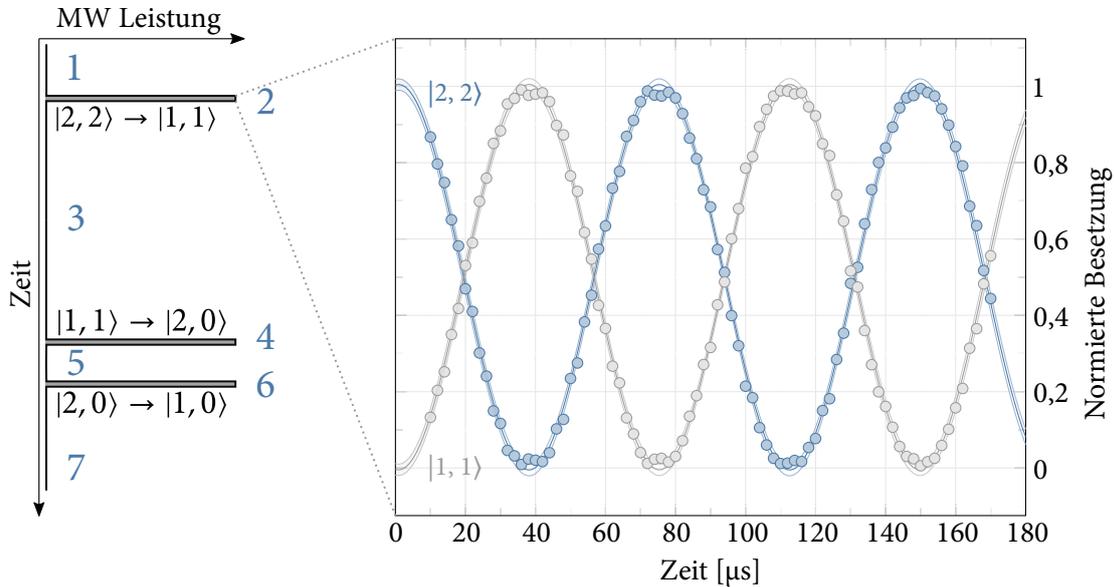
Um die Zeit im Zustand  $|2, 0\rangle$  zu minimieren muss der Puls  $\Omega_{00}$  (6) schnellstmöglich auf den Puls  $\Omega_{10}$  (4) folgen (siehe Abb. 3.19). Nach der Änderung der Mikrowellenfrequenz von 7,768 MHz auf 2,602 MHz (3) werden vor dem Transferpuls (4) (49  $\mu\text{s}$ ) von  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  in  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ , 15 ms abgewartet (3). Dies ermöglicht es, die Verweilzeit in diesem Zustand auf 1,1 ms zu redu-

gestellt.

Die zustandsabhängige Lebenszeit des BECs in der optischen Dipolfalle erfordert die Minimierung der Aufenthaltszeit des Ensembles im Zustand  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  beim Transfer. Während die Lebenszeit in den Zuständen  $|2, 2\rangle$ ,  $|1, 1\rangle$  und  $|1, 0\rangle$  durch das Intensitätsrauschen der optischen Dipolfalle und Magnetfeldrauschen limitiert ist, sind die Verluste im Zustand  $|2, 0\rangle$  durch spinändernde Stöße gegeben. Dies verringert die Lebenszeit von  $19,17 \pm 1,64$  s in Zustand  $|1, 0\rangle$  auf  $124,6 \pm 4,5$  ms (siehe Abb. 3.20).

Im Folgenden sind die Frequenzen  $\Delta f$  als Differenz zum ungestörten resonanten Übergang  $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$  mit  $f \sim 6,834 + \Delta f$  GHz angegeben. In Abbildung 3.21 ist der zeitliche

zieren um Verluste durch Stöße zu minimieren. Während der Haltezeit (5) wird die Frequenz auf die Resonanz des  $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$  Überganges verschoben und der  $\pi$ -Puls (6) transferiert die Atome in den magnetisch insensitive Zustand der  $|F = 1\rangle$ -Mannigfaltigkeit.



ABILDUNG 3.21.: **Links:** schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der zum Transfer genutzten Mikrowellenpulse. **Rechts:** Rabi-oscillation auf dem Übergang  $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$ .

### 3.10. Einordnung der Ergebnisse

Das in dieser Arbeit geplante und aufgebaute Experiment zur Realisierung eines geführten Atominterferometers in Doppel-Bragg-Konfiguration bedient sich bei der Erzeugung quantentarteter Ensembles eines in vielen Experimenten [159–161] verwendeten mehrstufigen Kühltaschemas. Ausgehend von der transversalen Vorkühlstufe der intensiven Quelle langsamer Atome, können  $\sim 1 \cdot 10^9$  Atome pro Sekunde mit einer mittleren Geschwindigkeit  $\langle v \rangle = 8,53$  m/s aus dem Hintergrundgas gekühlt und in die 3D-MOT transferiert werden. Abhängig von den Parametern der Lichtintensität, Kühlvolumen und dem in der Kühlregion vorherrschenden Hintergrundgasdruck beträgt der atomare Fluss der LVIS in vergleichbaren Experimenten zwischen  $3 \cdot 10^7$  [80] und  $5 \cdot 10^9$  Atomen/s [83, 162]. Die Angaben der mittleren Geschwindigkeiten der Teilchen reichen von  $\langle v \rangle = 8,5$  m/s [163] bis  $\langle v \rangle = 26$  m/s [80]. Das Konzept der LVIS im Vergleich zur  $2D^+$ -MOT bietet Vorteile durch die Minderung der Komplexität des Aufbaus<sup>22</sup>, reduzieren jedoch auch die Anzahl der Parameter zur Optimierung des gekühlten Strahls (beispielsweise das Leistungsverhältnis "Pusher"/"Retarder"). Ein Vergleich der in dieser Arbeit aufgebauten LVIS mit dem in diesem Institut häufig verwendeten  $2D^+$ -MOT Design mit einem Fluss von  $1,4 \cdot 10^9$  Atomen/s bei  $\langle v \rangle = 22$  m/s [111] zeigt eine Leistung in der gleichen Größenordnung. Die Laderate der 3D-MOT ist volumenbedingt nach einer Ladedauer von  $t = 12$  s bei einer Atomzahl von  $\sim 4,5 \cdot 10^9$  Atomen bei einer Lebensdauer von  $\tau = 12,5$  s gesättigt. Während der nachfolgenden Sub-Doppler-Kühlung wird die Ensembletemperatur innerhalb von 8 ms auf

<sup>22</sup>Im Gegensatz zur  $2D^+$ -MOT werden für den Betrieb der LVIS nur ein Spulenpaar anstelle zweier Spulenpaare benötigt. Die Verwendung zweier dedizierter Strahlen für "Pusher-" und "Retarder-Strahl" in der  $2D^+$ -MOT können in der LVIS durch einen retro-reflektierten Spiegel umgangen werden.

$T = 50 \mu\text{K}$  reduziert. Die im Vergleich zu ähnlichen Experimenten mit Melassetemperaturen  $T < 10 \mu\text{K}$  [164, 165] erhöhte Temperatur ist auf die lange Abschaltzeit der genutzten Magnetfeldspulen zurückzuführen und bietet Raum für eine Steigerung der Atomzahl während der nachfolgenden Kühlsschritte.

Nach der optischen Zustandspräparation können  $\sim 1 \cdot 10^9$  Atome in die magnetische Quadrupolfalle transferiert und mit Hilfe der Mikrowellenevaporation innerhalb von 7,8 s auf  $T \sim 50 \mu\text{K}$  gekühlt werden. Im folgenden Schritt werden die Atome in die optische Dipolfalle geladen und innerhalb von 5 s bis zur Quantenentartung gekühlt. Die im BEC erreichten Teilchenzahlen (bis zu  $4 \cdot 10^5$  Atome) und Präparationsdauern (19 s) sind ähnlich zu vergleichbaren Experimenten [106, 142].

# Optisch geführte Atome

Die Realisierung eines geführten Atominterferometers in diesem Experiment erfordert einen Transfer des BECs aus der gekreuzten Dipolfalle in das stark elongierte Potential des optischen Wellenleiters. Auf Grund der Abhängigkeit der Strahlteilereffizienzen im Interferometer von der Impulsverteilung des atomaren Ensembles, soll die Anregung von Bewegungsmoden bei diesem Vorgang minimiert werden. Jedoch ist die benötigte Dauer zur adiabatischen Änderung des Potentials durch die longitudinale Fallenfrequenz des Wellenleiters definiert (siehe Kap. 4.1.1) und überschreitet für Fallenfrequenzen  $\omega/2\pi \sim 0,5$  Hz die Lebensdauer des quantenentarteten Ensembles in der Falle deutlich (siehe Kap. 4.5.2). Dies macht eine diabatische Änderungen des Potentials nötig, was zu einer Ausbildung starker Quadrupoloszillationen mit Oszillationsamplituden  $\Delta R_{\text{TF}} > 1$  mm (longitudinal) und damit einhergehenden großen Impulsbreiten ( $\Delta p > 1 \hbar k$ ) führt. Im Folgenden wird gezeigt, dass die Amplitude der kollektiven Anregungen durch die Kondensation in einer stark asymmetrischen Falle (siehe Kap. 4.3.3), längere Haltedauern nach dem Beladen (siehe Kap. 4.3.2) und insbesondere durch die „Abkürzung zur Adiabaticität“ (siehe Kap. 4.6) deutlich reduziert werden kann.

Der Einfluss der einzelnen Teilsequenzen auf die Dynamik nach und während des Transfers wird mit Hilfe des Skalierungsansatzes (siehe Kap. 4.2) simuliert. Hier wird zwischen dem initialen Anheben der Fallenfrequenzen (Kompression, siehe Kap. 4.5.1), dem Absenken des transversalen Dipolstrahls zum Beladen des Wellenleiters (Dekompression, siehe Kap. 4.5.2), einer freien Evolutionsdauer (Kap. 4.5.3) und der Delta-Kick Manipulation (Kap. 4.5.4) unterschieden. Der Vergleich der simulierten Ergebnisse mit den experimentell ermittelten Resultaten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung und erlaubt eine deutliche Eingrenzung der optimalen Parameter zur Delta-Kick Manipulation. Das Kapitel schließt mit der experimentellen Realisierung der Delta-Kick Manipulation (Kap. 4.6) und der Einordnung der erzielten Ergebnisse.

## 4.1. Adiabaticität

Der Ausdruck „adiabatisch“ wurde im Bereich der Thermodynamik von Carnot [166] und Rankine [167] eingeführt. Die Wortherkunft rührt aus dem Griechischen und bedeutet „nicht hindurchtretend“ [168]. Anders als in der Quantenmechanik steht Adiabaticität in diesem Bereich der Physik für die Überführung eines abgeschlossenen Systems, bei dem während des Transfers vom Zustand  $A$  in den Zustand  $B$  keine Wärme durch die Wände hindurchtreten kann. Folglich kann keine Energie in Form von Wärme mit der Umgebung ausgetauscht werden. Die Bedingung, dass dieser Prozess von  $A$  nach  $B$  langsam geschehen muss, ist im Gegensatz zur quantenmechanischen Definition in der Thermodynamik keine Voraussetzung.

In der Quantenmechanik ist die Bedeutung der Adiabaticität eine andere. Sie wurde erstmals präzise von Born und Fock im Beweis des Adiabaticensatzes definiert [169]. Dieser besagt, dass ein im Eigenzustand  $|n(t=0)\rangle$  präparierter Quantenzustand  $\Psi(t)$  während der durch den Hamiltonoperator  $H(t)$  bestimmten zeitlichen Entwicklung zu jeder Zeit  $t$  dem momentanen Eigenzustand

$|n(t)\rangle$  entsprechen muss. Exakt ist dies nur der Fall für infinitesimale- bzw. unendlich langsame Änderungen des Systems. In der Praxis wäre ein solches Vorgehen nicht praktikabel.

Für ein System mit einem diskreten Energiespektrum kann für den Anfangszustand  $|m(t=0)\rangle$  ein Kriterium für quasi-adiabatische Zustandsänderungen berechnet werden. Eine häufig verwendete Formulierung fordert, dass die Summe über die Besetzung aller Eigenzustände  $|n\rangle \neq |m(t)\rangle$  vernachlässigbar gegenüber der Besetzung in  $|m(t)\rangle$  ist. [168]

$$\sum_{m \neq n} \frac{\hbar}{|E_n - E_m|} \frac{|\langle m|\dot{H}|n\rangle|}{|E_n - E_m|} = \sum_{m \neq n} \left| \frac{\langle m|\dot{n}\rangle}{\omega_n - \omega_m} \right| \ll 1 \quad (4.1)$$

Es ist wichtig anzumerken, dass im Allgemeinen dieses Kriterium „weder nötig (noch ausreichend) ist, um Adiabaticität sicherzustellen“ [168]. Es ist jedoch ausreichend für monotone Änderungen<sup>1</sup> wie die, in diesem Kapitel beschriebene, Dekompression des quantenentarteten Ensembles in der optischen Dipolfalle.

#### 4.1.1. Adiabaticitätskriterium für das Umladen im harmonischen Potential

Das in Kapitel 4.3 beschriebene, diabatische Beladen des optischen Wellenleiters führt zu einer drastischen Änderung der Fallenfrequenz entlang der Ausbreitungsrichtung des Wellenleiters. Die Änderung des Einschlusses in den radialen Richtungen sind hingegen vernachlässigbar. Unter dieser Annahme kann das Kriterium Gl. 4.1, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, für ein eindimensionales harmonisches Potential entlang des Strahls angewandt werden. Unter der Voraussetzung der Abwesenheit von Massenschwerpunktsbewegungen wird das System durch den Hamiltonoperator  $H(p, q, t) = p^2/2m + m\omega^2(t)q/2$  beschrieben. Die zugehörigen Eigenzustände  $|n(t)\rangle$  mit  $n \in \mathbb{N}$  sind die äquidistanten Eigenzustände des harmonischen Oszillators. Diese sind aufgrund der Änderung der Fallenfrequenz  $\omega(t)$  während des Umladens zeitlich abhängig. Mit Hilfe von Gl. 4.1 ergibt sich das Adiabaticitätskriterium für den eindimensionalen Fall [170]:

$$\left| \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\dot{\omega}(t)}{\omega^2(t)} \right| \ll 1. \quad (4.2)$$

Die benötigte Zeit  $t_f$  für eine adiabatische Dekompression hängt stark von der verwendeten Rampenform ab. Das lineare Absenken des optischen Dipolfallenstrahls führt aufgrund von  $\omega(t) \propto I(t)$  zu einer Änderung der Fallenfrequenz der Form  $\omega^2(t) = \omega^2(0) - [\omega^2(0) - \omega^2(t_f)]t/t_f$  mit  $\omega(0) > \omega(t_f)$ . Die Dekompressionszeit  $t_f$  lässt sich mit

$$t_f \gg \frac{1}{8\sqrt{2}\omega(t_f)} \left( \frac{\omega^2(0)}{\omega^2(t_f)} - 1 \right) \sim 17,5 \text{ s} \quad (4.3)$$

zu  $t_f \gg 17,5 \text{ s}$  abschätzen. Diese Dauer lässt sich durch eine, an die Änderung der Fallenfrequenz angepasste, Rampe stark vermindern [171]. Hier wird der Term  $\dot{\omega}(t)/\omega^2(t) = c$  konstant gehalten und gleichmäßig über die Zeit  $t_f$  verteilt. Dies resultiert in der zeitlich abhängigen Fallenfrequenz

$$\omega(t) = \frac{\omega(0)}{1 + \frac{t}{t_f} \left( \frac{\omega(0)}{\omega(t_f)} - 1 \right)}. \quad (4.4)$$

<sup>1</sup>In diesem Kontext ist die Abwesenheit von oszillierenden Termen wie bei resonanten Übergängen gemeint.

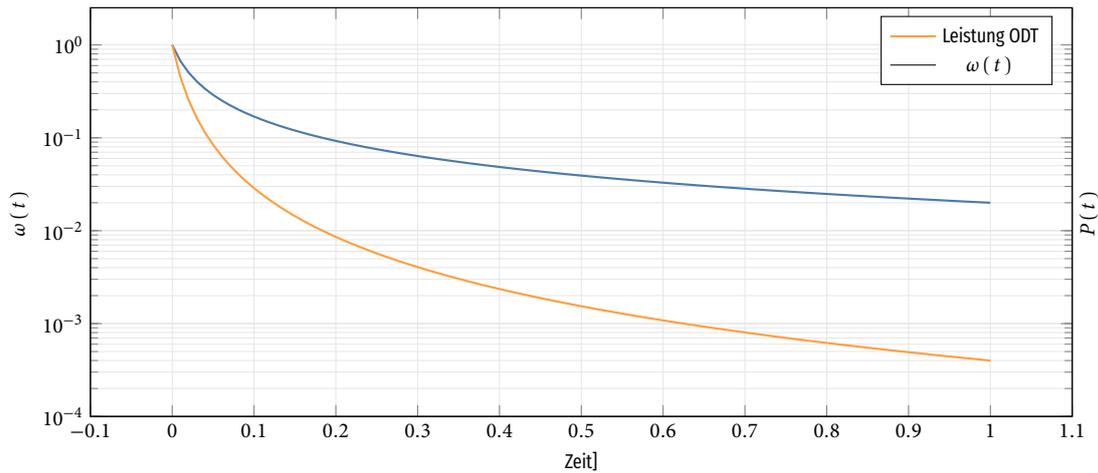


ABBILDUNG 4.1: Die Fallenfrequenz  $\omega(t)$  und die Leistung  $P(t)$  der optischen Dipolfalle über die Zeit. Die Rampenform entspricht der in Gl. 4.5 beschriebenen Änderung von 50 Hz zu 1 Hz.

Mit Gl. 4.1 ergibt sich damit für die Abschätzung der Dauer

$$t_f \gg \frac{1}{4\sqrt{2}} \left| \frac{1}{\omega(t_f)} - \frac{1}{\omega(0)} \right| \sim 0,35 \text{ s.} \quad (4.5)$$

Abbildung 4.1 zeigt den berechneten Verlauf der Fallenfrequenz  $\omega(t)$  und die zugehörige Rampe der Leistung des transversal einschließenden optischen Dipolstrahls über die Zeit.

#### 4.1.2. Quadrupoloszillationen

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, lässt sich die zeitliche Entwicklung des Ensembles durch die Skalierung der Ausdehnung der Atomwolke berechnen. Für den Fall eines wechselwirkungsfreien Gases mit der Gleichung (vgl. Kap. 4.2)

$$\ddot{\lambda} + \omega^2(t)\lambda = \omega_0^2/\lambda^3 \quad (4.6)$$

ist der Skalierungsansatz exakt [170] und kann als Beispiel zur Verdeutlichung der entstehenden Anregungsmoden dienen. Unter der Annahme einer konstanten Fallenfrequenz  $\omega(t) = \omega_1$  nach dem Umladen ergibt sich aus Gleichung 4.6 die relative zeitliche Änderung der Breite  $\sigma(t) = \lambda(t) \cdot \sigma(t=0)$  mit

$$\lambda(t) = \left( \sqrt{A^2 + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}} - A + 2A \cos^2(\omega_1 t + \phi) \right)^{1/2}. \quad (4.7)$$

Als Ausgangspunkt dient ein Ensemble mit einer anfänglichen Breite  $\sigma(0) = \sigma_0$  im Grundzustand eines harmonischen Potentials mit der Fallenfrequenz  $\omega(0) = \omega_0$ .

Die Lösung  $\lambda(t)$  entspricht einer Quadrupoloszillation mit der Frequenz  $2\omega_1$ . Der Parameter  $A$  beschreibt die Oszillationsamplitude. In Abbildung 4.2 ist die relative Breite  $\sigma(t)/\sigma_0 = \lambda(t)$  über die Zeit für verschiedene Oszillationsamplituden aufgetragen. Für  $A \ll \omega_0/\omega_1$  reduziert sich  $\lambda(t)$  auf eine sinusförmige Oszillation um den Punkt  $\sqrt{\omega_0/\omega_1}$ . Für große Amplituden  $A \gg \omega_0/\omega_1$  strebt  $\lambda(t)$  gegen  $\lambda(t) = \sqrt{2A} |\cos(\omega_1 t + \phi)|$ .

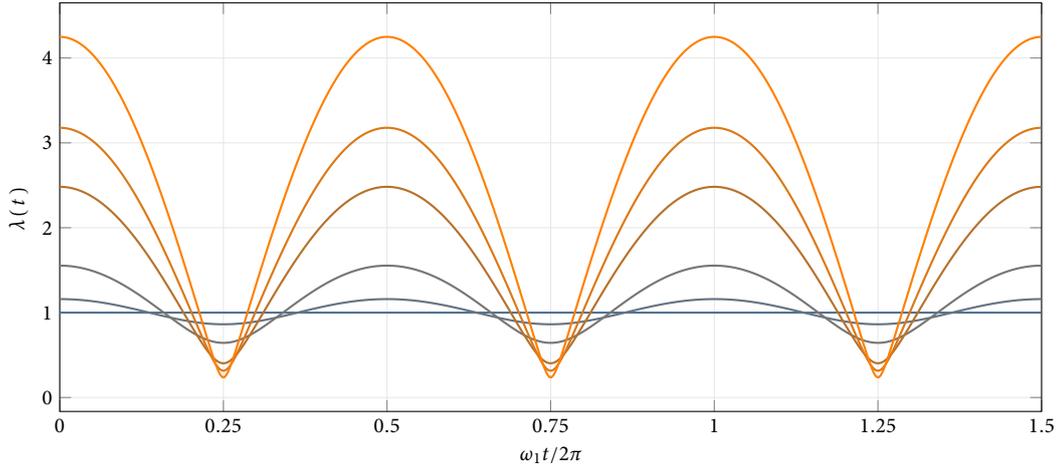


ABBILDUNG 4.2.: Simulierte Oszillation  $\lambda(t)$  über die Zeit  $t$  für abnehmende Oszillationsamplituden (farblich kodiert von orange zu blau).

Im Falle wechselwirkender Gase entspricht das Modulationsverhalten der niederenergetischen Moden dem des wechselwirkungsfreien Systemes. Jedoch sind durch die Wechselwirkung die Fallenfrequenzen in den verschiedenen Richtungen  $\{x, y, z\}$  untereinander gekoppelt. Dies führt zu einer Modifikation der Oszillationsfrequenzen  $\omega_{\pm}$  mit

$$\omega_{\pm}^2 = \omega_{\perp}^2 \left[ 2 + \frac{3}{2} \lambda^2 \pm \frac{1}{2} \sqrt{9 \lambda^4 - 16 \lambda^2 + 16} \right]. \quad (4.8)$$

[172]. Für stark elongierte Fallen, wie sie in diesem Experiment verwendet werden, folgen aus Gleichung 4.8 die Oszillationsfrequenzen  $\omega_{+} = 2\omega_{\perp}$  und  $\omega_{\parallel}$ . Hier ist die Asymmetrie der radialen Fallenfrequenzen im Experiment vernachlässigt. Die exakte Simulation der Oszillationen (siehe Kap. 4.5) wird mit dem in Kapitel 4.2 eingeführten Skalierungsansatz durchgeführt.

## 4.2. Der Skalierungsansatz

Der Skalierungsansatz nach Castin und Dum [154] ist ein effizientes Werkzeug zur Simulation der zeitlichen Entwicklung quantenentarteter Gase. Es ermöglicht die Simulation der Dynamik kollektiver Anregungen und der Expansion des Ensembles in harmonischen Potentialen ohne die rechenintensive Lösung der Gross-Pitaevskii Gleichung (GPE). Ein quantenentartetes System, welches durch die zeitabhängige GPE

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\mathbf{r}, t) + Ng |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \psi(\mathbf{r}, t) \quad (4.9)$$

beschrieben wird, kann aufgrund der Zeitabhängigkeit des Potentials  $U(\mathbf{r}, t)$  nicht direkt mit der Thomas-Fermi-Näherung vereinfacht werden. Hier könnte die zeitliche Änderung des Potentials zu einem Transfer von potentieller zu kinetischer Energie führen. Durch eine unitäre Transformation der Koordinaten kann jedoch die hinzugefügte kinetische Energie eliminiert werden. Als Lösungsansatz dient ein klassisches Gas mit der normierten räumlichen Dichte  $\rho_{cl}(\mathbf{r}, t)$ , bei dem jedes Teilchen die räumlich abhängige Kraft

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\nabla(U(\mathbf{r}, t) + g\rho_{cl}(\mathbf{r}, t)) \quad (4.10)$$

erfährt. Ausgehend vom Gleichgewichtszustand zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist die Summe aller Kräfte  $\mathbf{F} = 0$ . Die klassische Dichte  $\rho_{\text{cl}}(\mathbf{r}, 0) = N |\psi_{TF}(\mathbf{r}, 0)|^2$  entspricht der quantenmechanischen Lösung im Thomas-Fermi-Limit. Während der zeitlichen Entwicklung ( $t > 0$ ) im harmonischen Potential bewegen sich die Teilchen auf den Trajektorien

$$R_j(t) = \lambda_j(t) R_j(0) \quad (4.11)$$

mit  $R_j(0) = a_{ho} (15Na/a_{ho})^{1/5} \bar{\omega}/\omega_j(0)$  und den Skalierungsfaktoren  $\lambda_j$ , welche sich durch Newtons Bewegungsgleichungen  $m\ddot{R}_j(t) = F_j[R(t), t]$  mit  $j \in \{x, y, z\}$  zu den Differentialgleichungen

$$\ddot{\lambda}_j = \frac{\omega_j^2(0)}{\lambda_j \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} - \omega_j^2(t) \lambda_j \quad \text{mit } j = 1, 2, 3 \quad (4.12)$$

ergeben. Hiermit lässt sich die Dichteverteilung nach der zeitlichen Entwicklung im harmonischen Potential und der freien Entwicklung in der Flugzeitmessung aus dem Anfangszustand  $\psi_{TF}(\mathbf{r}, 0)$  mittels

$$N |\psi(\mathbf{r}, t)|_{TF}^2 = \begin{cases} \frac{\mu - \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} m \omega_j^2(0) r_j^2 / \lambda_j^2(t)}{g \lambda_1(t) \lambda_2(t) \lambda_3(t)} & \text{für } \mu > \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2} m \omega_j^2(0) r_j^2 / \lambda_j^2(t) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.13)$$

berechnen<sup>2</sup>. Im Folgenden wird dieser Ansatz zur Simulation der auftretenden Dynamik beim diabatischen Umladen von der optischen Dipolfalle in den optischen Wellenleiter verwendet.

### 4.3. Sequenz zum Beladen des Wellenleiters

Die Umladesequenz aus der gekreuzten Dipolfalle in den Wellenleiter setzt sich aus sieben zeitlich aufeinander folgenden Schritten zusammen. Diese sind in Abbildung 4.3 für die Leistungen der Dipolstrahlen sowie schematisch für das BEC im Potential dargestellt. Ausgehend vom Dipolpotential (nach der Evaporation) wird die Leistung des, als Wellenleiter fungierenden, Dipolstrahls (im Folgenden kurz: Wellenleiter) sinusförmig innerhalb der Dauer von  $T_1$  erhöht. Dies führt zu einem verstärkten Einschluss in radialer Richtung, unterdrückt die weitere Evaporation und garantiert ein ausreichend tiefes Potential, auch nach dem Absenken des transversalen Dipolstrahls ( $T_3$ ). Die Änderung der Fallengeometrie führt zur Entstehung kollektiver Anregungen, deren Oszillationsamplitude aufgrund des dreidimensionalen Einschlusses jedoch sehr gering ist. Die Simulation der Dynamik des Ensembles mit Hilfe des Skalierungsansatzes (siehe Kap. 4.2) ermöglicht hier eine Abschätzung der Oszillationsamplitude auf  $\Delta R_{TF,y} \sim 4 R_{TF}(0)$  entlang des Wellenleiters.

Im Anschluss ( $T_3$ ) wird die Leistung des transversalen Dipolstrahls auf Null abgesenkt und das Ensemble in den Wellenleiter entlassen. Die Amplitude der vorherrschenden Quadrupoloszillationen wird dabei aufgrund der schnellen Reduktion der Fallenfrequenz (entlang des Wellenleiters) deutlich erhöht. Die Dauer der Leistungsrampe und dessen Form haben direkten Einfluss auf die Phase, sowie die Amplitude der Oszillation (siehe Kap. 4.3.1). Für die, in Kapitel

<sup>2</sup>Unter der Voraussetzung dominierender interatomarer Wechselwirkung  $Ng |\psi(0)| \sim \mu \gg \hbar \omega_j, j \in \{1, 2, 3\}$  ist die Wellenfunktion  $\psi_{TF} = \left( \frac{\mu - U(\mathbf{r}, 0)}{Ng} \right)^{1/2}$  zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Hier ist  $\mu$  das chemische Potential mit  $\mu = \frac{1}{2} \hbar (15 N a \sqrt{\frac{m\bar{\omega}}{\hbar}})^{2/5}$  und  $\omega = (\omega_1(0) \omega_2(0) \omega_3(0))^{1/3}$ .

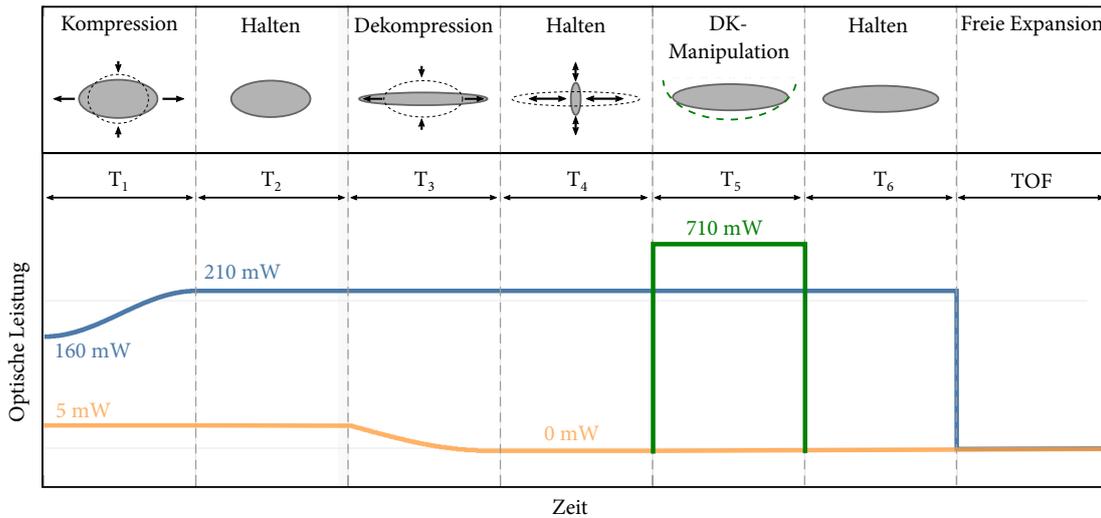


ABBILDUNG 4.3: **Oben:** Schematische Darstellung der Ensembledynamik beim Transfer in den Wellenleiter. **Unten:** Leistungen der gekreuzten Dipolfallenstrahlen während der Umladesequenz. Der Wellenleiterstrahl (blau) wird während  $T_1$  von 160 mW auf 210 mW angehoben. In  $T_3$  wird die Leistung des transversalen Dipolstrahls (orange) abgesenkt und das Ensemble in den Wellenleiter entlassen. Auf die Evolutionszeit  $T_4$  folgt die Delta-Kick Manipulation (grün), TOF und Detektion.

4.6 beschriebene, Abkürzung zur Adiabaticität ist die Oszillationsphase von entscheidender Bedeutung. Diese wird durch die Haltezeit ( $T_4$ ) nach dem Absenken des Transversalstrahls festgelegt. Wird die Haltezeit ( $T_4$ ) schrittweise variiert, lässt sich außerdem die zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung des BECs im Wellenleiter vermessen (siehe Abb. 4.5). Zur Vermeidung von Aliasing Effekten muss die zeitliche Auflösung höher als das Nyquist-Limit [173] gewählt werden. Für Oszillationsfrequenzen  $f_Q \sim 1$  Hz betragen die Zeitschritte daher  $\delta t = 150$  ms.

### 4.3.1. Kollektive Anregungen im Wellenleiter

Die diabatische Änderung der Fallenfrequenzen während des Transfers von der gekreuzten Dipolfalle in den optischen Wellenleiter führt zu starken Oszillationen der Dichteverteilung und Fragmentierung des Ensembles (siehe Kap. 4.4). Die Oszillationsamplitude hängt primär von der Dauer der Leistungsrampe  $T_3$  (vgl. Abb. 4.3), dem Verlauf der Fallenfrequenzen und der Atomzahl ab. Für die Sequenz aus der symmetrischen, gekreuzten Dipolfalle (siehe Kap. 3.8) in den Wellenleiter mit einer Leistung von  $P = 210$  mW ist der zeitliche Verlauf der Fallenfrequenzen und deren Verhältnisse in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Erhöhung der Fallenfrequenzen während  $T_1$  führt zu einer radialen Stauchung des Ensembles. Die anschließende Relaxation der longitudinalen Fallenfrequenz ermöglicht den Abbau der Wechselwirkungsenergie in dieser Richtung. Dies führt zu einer starken Expansion. Die vom Potential wirkende Kraft führt zu einer Dämpfung der Expansionsgeschwindigkeit und schließlich zu einer Oszillation um den

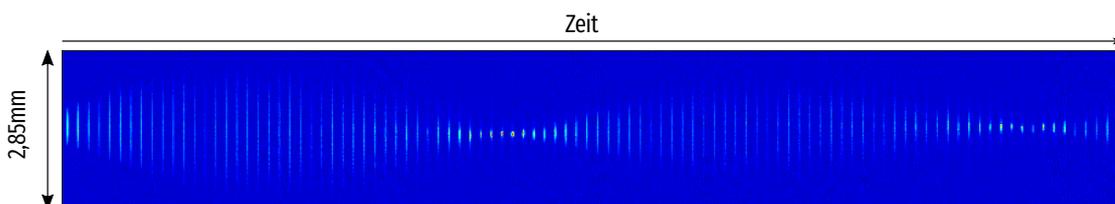


ABBILDUNG 4.4.: Quadrupoloszillation im Wellenleiter nach  $T_{\text{TOF}} = 24$  ms. Die Haltezeit  $T_4$  ist von 0 bis 2 s variiert.

Gleichgewichtspunkt. Abbildung 4.4<sup>3</sup> zeigt den zeitlichen Verlauf der Dichteverteilung während der Haltezeit  $T_4$ . In dieser Darstellung sind 100 Aufnahmen mit einem zeitlichen Versatz von  $\Delta t = 20$  ms vertikal angeordnet und zeigen die Quadrupoloszillation im Wellenleiter für die ersten 2 s. Die einzelnen Bilder stellen eine Fläche von  $2,85$  mm x  $0,25$  mm nach einer Freifallzeit von  $24$  ms dar. Beginnend mit einem Thomas-Fermi Radius von  $R_{TF} \sim 400$   $\mu\text{m}$  in der Longitudinalen dehnt sich dieser bis auf  $R_{TF} \sim 1300$   $\mu\text{m}$  aus (siehe Abb. 4.5). Die Oszillationsfrequenz beträgt bei  $210$  mW Leistung  $0,99$  Hz. Zum Zeitpunkt starker Kontraktion beträgt der Radius  $R_{TF} = 100$   $\mu\text{m}$ . Die „außer Phase“ oszillierende Ausdehnung in radialer Richtung oszilliert aufgrund der deutlich höheren Fallenfrequenzen zwischen  $R_{TF_R} = 40$   $\mu\text{m}$  und  $R_{TF_R} = 75$   $\mu\text{m}$ . Neben der dominanten Quadrupoloszillation zeigt Abbildung 4.4 zusätzlich Dipolmoden longitudinal und transversal zum Wellenleiter. In der Hauptkomponentenanalyse (PCA) des Datensatzes sind diese in Abbildung A.12 deutlich zu erkennen. Liegen die Potentialminima der initialen und finalen Falle an unterschiedlichen Orten, so führt dies zu einer Verschiebung des Ensembleschwerpunktes. Mit dem, in Kapitel 3.7.1 beschriebenen, Verfahren zur Justage der Dipolstrahlen wurde die Anregung von Dipol-Moden minimiert. Die verbliebene Beschleunigung beträgt  $a = 312$   $\mu\text{m}/\text{s}^2$  entsprechend einer Verkippung von  $\alpha \sim 0,5$  mrad.

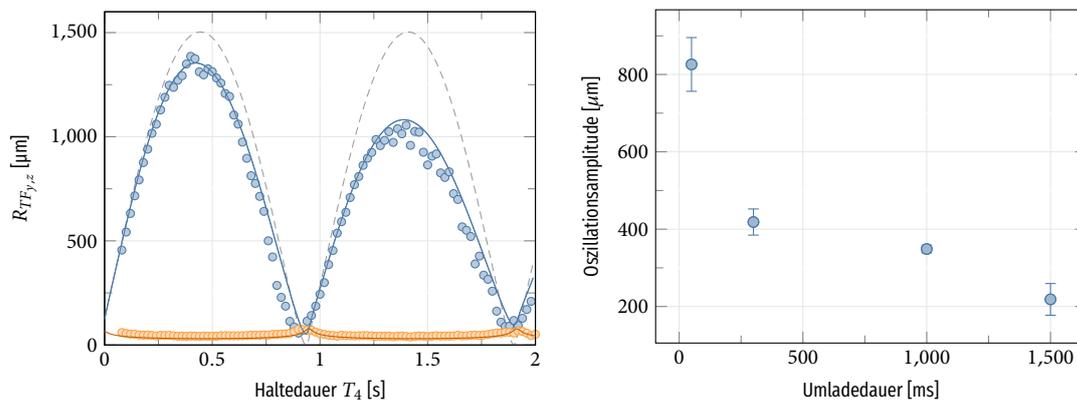


ABBILDUNG 4.5.: **Links:**  $R_{TF,y,z}$  in Abhängigkeit der Haltezeit  $T_4$  nach dem Transfer in den Wellenleiter (Datenpunkte  $y =$ blau,  $z =$ orange) mit TOF ( $t_{\text{TOF}} = 24$  ms). Die simulierte Dynamik ist mit (blau) und ohne Dämpfung (grau gestrichelt) dargestellt. **Rechts:** Oszillationsamplitude in Abhängigkeit der Umladedauer  $T_3$ .

### 4.3.2. Dämpfungseffekte kollektiver Anregungen

Die Dämpfung der Amplitude der kollektiven Anregungen des Ensembles in der reibungsfreien Umgebung der optischen Dipolfalle zeugt von einem Transfer der Oszillationsenergie in andere Energieformen. Dieser kann durch eine Vielfalt von Prozessen geschehen. Im Regime finiter Temperaturen und hoher Dichten dominiert die Dissipation der Oszillationsenergie durch Kollisionen. Im Fall  $T = 0$  kann ein Zerfall der Anregung in zwei oder mehr Anregungen geringerer Energie erfolgen [174]. Für Anregungsmoden tiefer Quantenzahlen in einem gefangenen ultrakalten Ensemble ist diese Dämpfungsart jedoch aufgrund der Diskretisierung des Modenspektrums ausgeschlossen [33]. In Anregungen mit einer großen Amplitude führen nichtlineare Effekte zu einer starken Dämpfung der Oszillationsenergie [175]. Nimmt die Oszillationsamplitude über die Zeit ab, geht diese über in ein lineares Regime. Hier überwiegt die Landau-Dämpfung [176,

<sup>3</sup>Zur Reduktion des Hintergrundrauschens und Verbesserung des Kontrastes wurde bei den verwendeten Bildern eine Hauptkomponentenanalyse (PCA) des Hintergrundes durchgeführt. Mit Hilfe der gewonnenen Daten wurde ein neues Hintergrundbild (siehe Kap. 2.7.1) errechnet.

177]. Bei dieser beruht die Dämpfung auf der Absorption eines Oszillationsquants durch das thermische Gas.

### 4.3.3. Kondensation in der asymmetrischen Falle

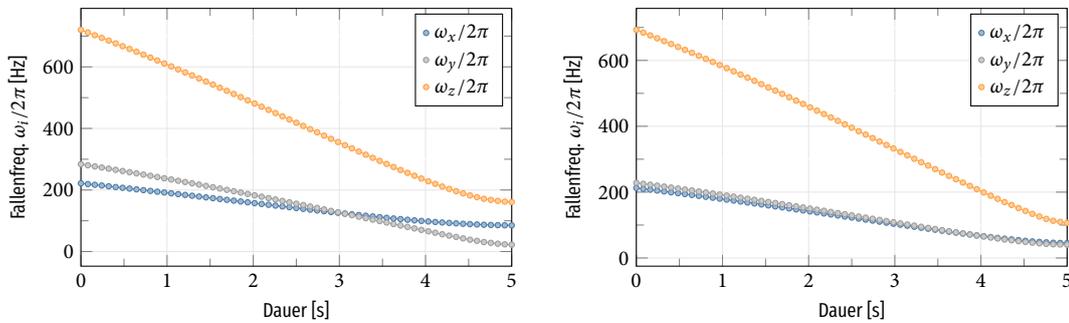


ABBILDUNG 4.6.: Die Fallenfrequenzen der optischen Dipolfalle während der Evaporation zur Quantenentartung für den asymmetrischen (links) und symmetrischen (rechts) Fall.

Eine Verringerung der Fallengeometrieänderung während der Dekompression kann durch die Kondensation in einer asymmetrischen Falle erreicht werden (siehe Abb. 4.6). Im Gegensatz zur symmetrischen Falle wird in der asymmetrischen Falle der transversale Dipolfallenstrahl in der Evaporationssequenz deutlich stärker abgesenkt. Die Leistung des Wellenleiterstrahls bleibt hingegen um die entsprechende Leistung erhöht.

Für die Kühlung zur Quantenentartung werden in der symmetrischen und asymmetrischen Konfiguration 5 s benötigt. Die im Experiment erzielten Atomzahlen im BEC sind mit  $N_0 \leq 5 \cdot 10^5$  vergleichbar.

Die Amplitude der resultierenden Quadrupoloszillationen im Wellenleiter (während der Haltezeit  $T_4$ ) nach der Dekompression ist für den symmetrischen und asymmetrischen Ausgangszustand in Abbildung 4.7 dargestellt.

Die Kondensation in der optischen Dipolfalle mit asymmetrischen Fallenfrequenzen führt zu einer Reduktion der Oszillationsamplitude von  $\Delta TF = 1403 \mu\text{m}$  auf  $\Delta TF = 1126,5 \mu\text{m}$ . Als Folge wird für die Optimierung des Umladeprozesses und der optischen Kollimation des BECs im Wellenleiter eine Dipolfalle mit asymmetrischen Fallenfrequenzen bei der Evaporation genutzt.

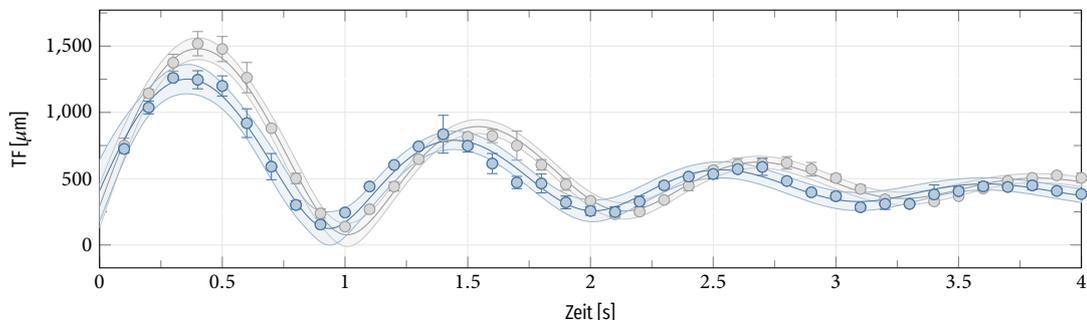


ABBILDUNG 4.7.: Vergleich der Quadrupoloszillationen im Wellenleiter nach der Dekompression  $T_3$ , ausgehend von der symmetrischen (grau) und asymmetrischen (blau) Falle. Aufgetragen ist der Thomas-Fermi-Radius  $TF(t)$  in Abhängigkeit der Haltezeit  $T_6$ . Die Größe des Ensembles  $TF(t)$  wurde nach der anschließenden Freifallzeit  $T_7 = 24 \text{ ms}$  bestimmt. Die Differenz der Oszillationsfrequenz ist auf eine leichte Änderung der Wellenleiterleistung zurückzuführen, da diese Messungen mit einem großen zeitlichen Versatz aufgenommen wurden.

## 4.4. Fragmentierung

Ein entscheidender Unterschied zwischen BECs und thermischen Atomen sind deren Kohärenzeigenschaften. So wird die Phase eines BECs in einer sphärischen Verteilung als flach angenommen. Wird das BEC jedoch, wie in diesem Experiment, in eine stark elongierte Falle überführt, zeigen sich in der axialen Richtung räumliche und zeitliche Phasenfluktuationen. Diese nehmen mit der Temperatur und dem Aspektverhältnis der Fallenfrequenzen stetig zu [178]. Die lokale Kondensatphase ist, neben dem Einsatz für interferometrische Messungen [179], entscheidend für die Propagation des BECs, da dessen lokale Geschwindigkeit proportional zum Phasengradienten ist. Der Übergang von einem 3D-BEC mit einer flachen Phase in das 1D-Regime [180] mit Phasenfluktuationen (Quasikondensat) führt daher zur Erzeugung lokaler Geschwindigkeitsfelder [181]. Befindet sich das Ensemble im Gleichgewichtszustand des elongierten Potentials überwiegt die interatomare Wechselwirkung die kinetische Energie. Die Dichteverteilung bleibt in diesem Fall unbeeinflusst von den Phasenfluktuationen [182]. Wird das Fallenpotential für die ballistische Expansion in der TOF abgeschaltet, wird die Wechselwirkungsenergie in kinetische Energie umgewandelt. Mit der Dichte nimmt auch die Wechselwirkungsenergie ab und die Phasengradienten formen lokale Geschwindigkeitsfelder. Diese führen zu einer axialen Modulation der Dichteverteilung und der beobachteten Fragmentierung des BECs (siehe Abb. 4.8). Dieser Effekt konnte in vielen weiteren Experimenten mit stark elongierten Fallen beobachtet werden [183–185].

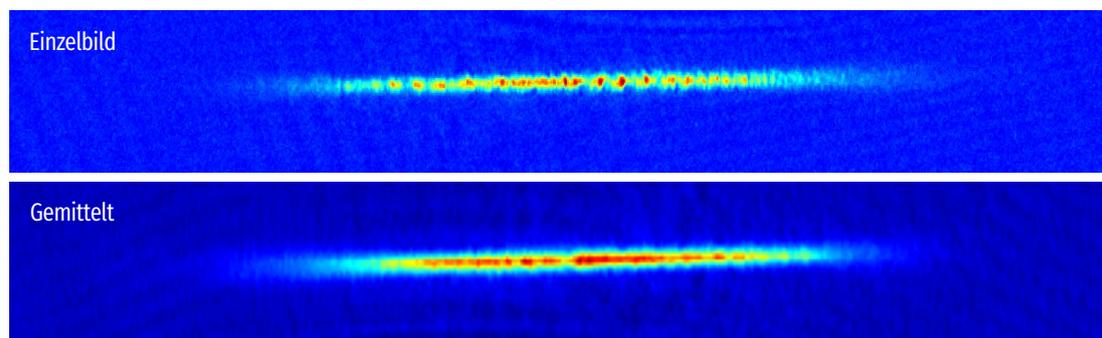


ABBILDUNG 4.8: Dichteverteilung des atomaren Ensembles im Wellenleiter nach 200 ms Haltedauer  $T_4$  als Einzelbild (**oben**) und über 50 Messungen gemittelt (**unten**). Detektiert nach 23 ms TOF.

## 4.5. Simulation der Oszillationsdynamik

Die Dynamik des BECs kann durch die initialen Ensembleparameter und den Verlauf der Fallenfrequenzen mit Hilfe des Skalierungsansatzes bestimmt werden (siehe Kap. 4.2). Die aus dem Experiment benötigten Parameter beschränken sich auf

- die Atomzahl  $N$ ,
- die Fallenfrequenzen  $\omega_{x,y,z}$  und
- die initiale Ausbreitungsgeschwindigkeit  $\dot{\lambda}(0)$ .

Als Potential zum Startzeitpunkt  $t = 0$  wird die optische Dipolfalle nach der Evaporation angenommen. Die Fallenfrequenzen in Abhängigkeit der Dipollaserleistung werden durch die Approximation eines harmonischen Potentials an das gaußförmige optische Potential bestimmt.

Das von den Atomen wahrgenommene Gesamtpotential ergibt sich im Falle einer gekreuzten Dipolfalle aus

$$U_{\text{ges}} = U_{\text{dip}} + U_{\text{grav}} \quad \text{mit } U_{\text{dip}} = U_{\text{Laser1}} + U_{\text{Laser2}}.$$

Für die Berechnung des optischen Potentials  $U_{\text{dip}}$  wird die Strahltaile  $w_0$  (siehe Tab. 3.1) und die Intensitätsverteilung  $I(x, y, z)$  in der Experimentierkammer mit Hilfe der Brennweite der Fokussierlinse ( $f = 300$  mm), der Wellenlänge ( $\lambda = 1064$  nm) und des initialen Strahldurchmessers unter Berücksichtigung der Beugungsmaßzahl  $M^2 = 1,1$  bestimmt. Die Potentiale der Einzelstrahlen sind durch  $U_{\text{Laser}} = U_0 \cdot I(x, y, z)$  mit

$$U_0 = \frac{\pi c^2}{2} \left( \frac{2\Gamma_{D2}}{\omega_{D2}^3} \left( \frac{1}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D2} + \omega_L} \right) + \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1}^3} \left( \frac{1}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D1} + \omega_L} \right) \right)$$

gegeben. Das Fallenminimum des Gesamtpotentials befindet sich aufgrund der Beschleunigung durch die Gravitation nicht exakt im Zentrum des Kreuzungspunktes der Dipolfallenstrahlen. Am Ort des Fallenminimums sind die Fallenfrequenzen des Potentials durch  $\omega_i = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\Lambda_i}{m}}$  gegeben.  $\Lambda_i$  mit  $i \in \{x, y, z\}$  entsprechen hier den Eigenwerten der Hessematrix des Gesamtpotentials entlang der Eigenvektoren  $\vec{x}_i$ . Die experimentelle Verifizierung der Fallenfrequenzen wird mit Hilfe des in Kapitel A.6 beschriebenen Verfahrens durchgeführt.

Für die Verwendung des Skalierungsansatzes bei zeitlich veränderlichen Potentialen ist es nötig die Fallenfrequenzen für die gesamte Sequenz zu berechnen. Diese wird zur Vereinfachung in die sieben Teilsequenzen  $T_1$  bis  $T_7$  unterteilt. Für die Leistungsrampen während der Dauern  $T_1$  und  $T_3$  werden die Fallenfrequenzen für 50 Leistungswerte des zu variierenden Strahls separat bestimmt. Die Leistung des anderen Strahls wird dabei konstant gehalten. Um eine beliebige Schrittweite bei der Berechnung der Ensembledynamik zu ermöglichen, werden die resultierenden Fallenfrequenzen  $\omega(P)$  in Abhängigkeit der Laserleistung durch eine polynomiellen Fitfunktion beschrieben. Für die zeitlich konstanten Sequenzabschnitte werden die Fallenfrequenzen diskret berechnet. Mit Hilfe der in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren wird die Dynamik des Ensembles simuliert. Die initialen Thomas-Fermi Radien  $R(0)$  des Ensembles sind durch die Atomzahl und die Fallenfrequenzen  $\omega_{x,y,z}(0)$  entlang der Hauptachsen  $\{x, y, z\}$  eindeutig bestimmt. Des Weiteren wird angenommen, dass sich das Ensemble in Ruhe befindet ( $\dot{\lambda}(0)=0$ )

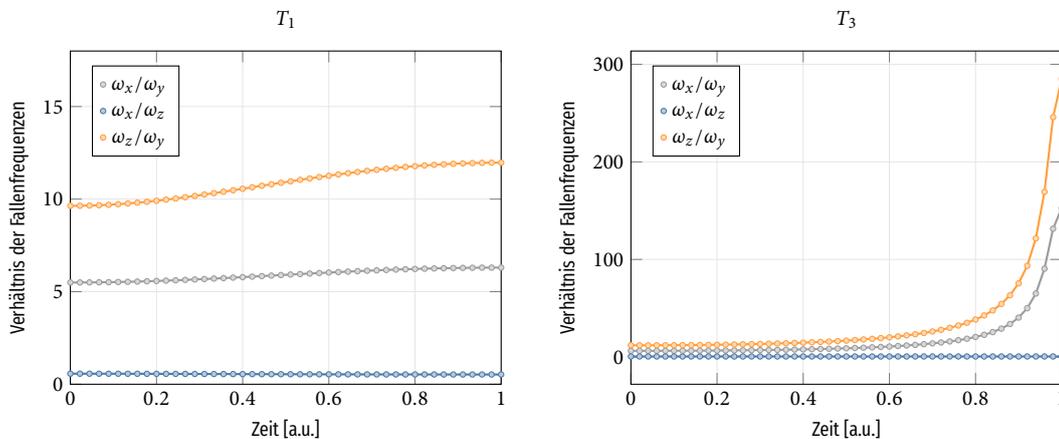


ABBILDUNG 4.9.: Berechnete Verhältnisse der Fallenfrequenzen während der Kompression  $T_1$  (links) und der anschließenden Dekompression  $T_3$  (rechts).

und alle im Ensemble enthaltenen Atome kondensiert sind<sup>4</sup>. Der Thomas-Fermi-Radius  $R(t)$  zum Zeitpunkt  $t > 0$  ist durch Gleichung 4.11 gegeben. Der Skalierungsfaktor  $\lambda_j$  folgt aus der Lösung der Differentialgleichung 4.12 unter Verwendung der zeitlich abhängigen Fallenfrequenzen  $\omega_i(t)$ . Die Oszillationsdynamik folgt aus der sukzessiven Berechnung der Ensemblegröße für verschiedene Zeiten  $\Delta t$  innerhalb des geforderten Zeitintervalls  $t$ . Bei der Wahl der zeitlichen Abtastrate  $1/dt$  ist darauf zu achten, dass diese deutlich oberhalb der vorherrschenden Fallenfrequenz gewählt wird, um eine Unterabtastung zu verhindern.

Im Folgenden wird auf die Dynamik während der einzelnen Schritte zum Beladen des Wellenleiters ( $T_1$  bis  $T_4$ ) und der Delta-Kick Manipulation ( $T_5$  bis  $T_6$ ) eingegangen. Die Atomzahl für die folgenden Simulationen beträgt  $N = 10^5$  Atome. Zusammen mit den vorherrschenden Fallenfrequenzen am Ende der Evaporation ergeben sich die initialen Thomas-Fermi Radien zu  $R_{TF}(0) = \{5,7; 31,6 \text{ und } 3,3\} \mu\text{m}$  entlang der x-, y- und z-Richtung.

#### 4.5.1. Dynamik bei der Kompression ( $T_1$ )

Der erste Umladeschritt in den Wellenleiter ist das Anheben der Wellenleiterleistung. Dies unterdrückt die weitere Evaporation und ermöglicht das Halten der Atome gegen die Gravitation im Ein-Strahlpotential. Mit den verwendeten Strahlparametern der optischen Dipolfallenstrahlen (siehe Kap. 2.9) ist dies ab einer Lichtleistung von  $P_{\min} \gtrsim 200 \text{ mw}$  gewährleistet.

Abhängig von der Kompressionsstärke und der verwendeten Rampendauer finden erste Anregungen des Ensembles aufgrund der Kompression in den radialen Richtungen statt. Die Symmetrie der Potentiale während dieses Prozesses führt zu keiner Massenschwerpunktbewegung in den horizontalen Richtungen. Entlang der Vertikalen sollte wegen des gravitativen Sogs eine Dipoloszillation durch die Erhöhung der vertikalen Fallenfrequenz  $\omega_z$  induziert werden (siehe Abb. 3.14). Diese konnte jedoch im Experiment nicht beobachtet werden.

In den nachfolgenden Simulationen ist die Größe des Ensembles immer in Einheiten des initialen Thomas-Fermi Radius  $R_{TF}(0) = \{5,7; 31,6 \text{ und } 3,3\} \mu\text{m}$  entlang der x-, y- und z-Richtung

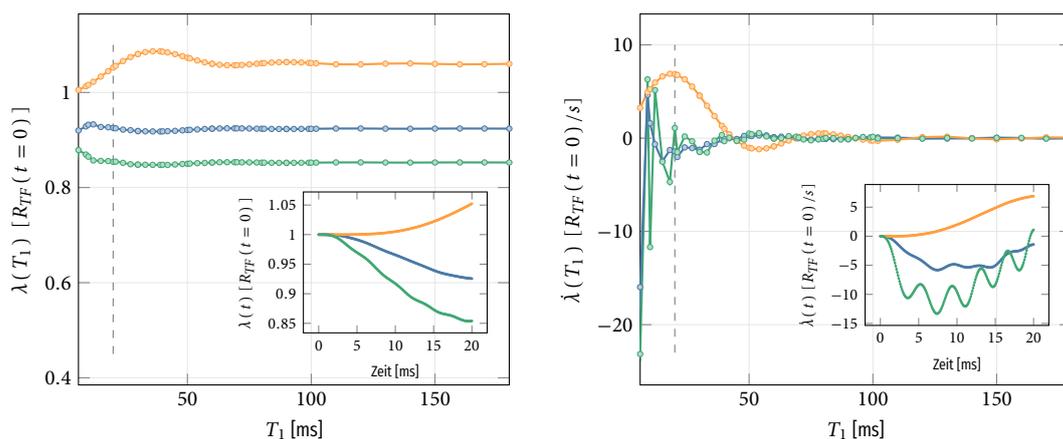
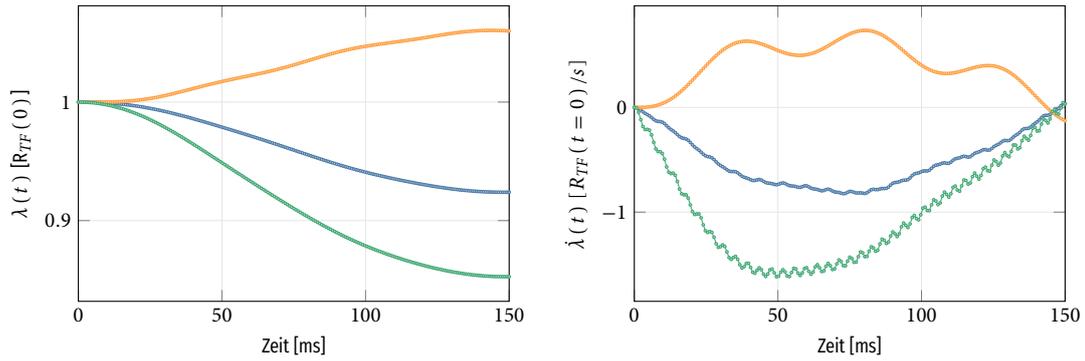


ABBILDUNG 4.10.: Simulation der Ensemblegröße (**links**) und der Ausbreitungsgeschwindigkeit (**rechts**) in Abhängigkeit der Kompressionsdauer  $T_1$  in Einheiten des initialen Thomas-Fermi-Radius. Die Datenpunkte zeigen die finale Größe und Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ensembles nach der Kompression ( $T_1$ ). In der Detailansicht ist beispielhaft die zeitliche Evolution des Ensembles für eine Rampendauer von 20 ms (vertikale graue Linie) dargestellt. Die Leistung  $P_1=5 \text{ mW}$  wird während der Kompression konstant gehalten.  $P_2$  wird von 160 mW auf 210 mW erhöht.

<sup>4</sup>Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme einer Ensembletemperatur  $T = 0$ .



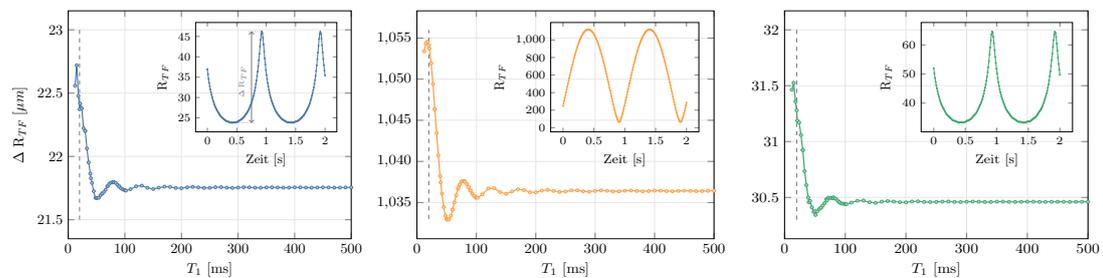
ABILDUNG 4.11: Simulation der Dynamik des Ensembles während der Kompression ( $T_1 = 150$  ms) entlang der Raumrichtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$  (blau, orange, grün). **Links:** Die Größe des Ensembles in Abhängigkeit der Zeit, ausgedrückt über den Skalierungsparameter  $\lambda(t)$  in Einheiten des initialen Thomas-Fermi-Radius  $R_{TF}(0)$ . **Rechts:** Die Expansionsgeschwindigkeit  $\dot{\lambda}(t)$  während der Zeit  $T_1$ .

angegeben. Für eine Abschätzung der benötigten Dauer für die Kompressionsphase ist die Größe und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ensembles in Abhängigkeit der Kompressionsdauer  $T_1$  in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Daten entsprechen jeweils der finalen Größe bzw. Geschwindigkeit am Ende der Kompression.

Für die initialen ( $\omega_{x,y,z}/2\pi = \{73,7; 13,4; 129,2\}$  Hz) und finalen Fallenfrequenzen ( $\omega_{x,y,z}/2\pi = \{87,3; 13,9; 165,8\}$  Hz) kann das Ensemble der Änderung des Potentials für Dauern  $T_1 > 100$  ms folgen. Kürzere Kompressionsrampen führen zu Anregungen. Im Experiment wurde daraufhin die Dauer  $T_1$  auf 150 ms gewählt.

Abbildung 4.11 zeigt den simulierten Verlauf der Ausdehnung und Ausbreitungsgeschwindigkeit des BECs während der Kompression mit  $T_1 = 150$  ms. Die Ausdehnung des Ensembles kann der Geometrie der Falle folgen. Die zum Zeitpunkt  $t = 150$  ms vorherrschende Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt  $\delta v(t = 150) = \{0,2; -4,2; 0,1\}$   $\mu\text{m/s}$  in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung.

Zur Einschätzung des Einflusses der Kompressionsdauer auf die finale Oszillationsamplitude nach der Dekompression ( $T_3 = 150$  ms) und TOF (23 ms) ist diese in Abbildung 4.12 in Abhängigkeit von der Dauer  $T_1$  dargestellt. Hier beschreibt  $\Delta R_{TF}$  die Differenz der minimalen und maximalen Ausdehnung des Ensembles während der Oszillation nach der Dekompression (siehe Abb. 4.12 Detailansicht). Deutlich zu erkennen ist die Abhängigkeit der finalen Oszillationsamplitude für kurze Kompressionsdauern ( $T_1 < 100$  ms). Der Einfluss der Kompression auf die Oszillation ist jedoch im Vergleich zur Dekompressionsdauer aufgrund der geringen Änderung des Aspektverhältnisses vernachlässigbar.



ABILDUNG 4.12: Simulation der Oszillationsamplitude nach der Dekompression ( $T_3 = 150$  ms) und TOF (23 ms) in Abhängigkeit von der Kompressionsdauer  $T_1$  in  $x$ - (blau),  $y$ - (orange) und  $z$ -Richtung (grün).  $\Delta R_{TF}$  beschreibt die Differenz der Minimal- und Maximalausdehnung der Oszillation während der Haltezeit  $T_4$ . Die Detailansicht zeigt die Quadrupoloszillation während der Haltezeit für die Kompressionsdauer von  $T_1 = 20$  ms.

### 4.5.2. Dynamik während der Dekompression ( $T_3$ )

Die Dekompressionsphase beschreibt das Absenken des transversalen Dipolfallenstrahls von 5 mW auf 0 mW innerhalb der Dauer  $T_3$ . Das zuvor eingeschlossene Ensemble wird daraufhin in den Wellenleiter entlassen. Die Dekompressionsphase ist auf Grund der starken Änderung des Aspektverhältnisses (siehe Abb. 4.9) für die Ausprägung der Quadrupoloszillationen entscheidend.

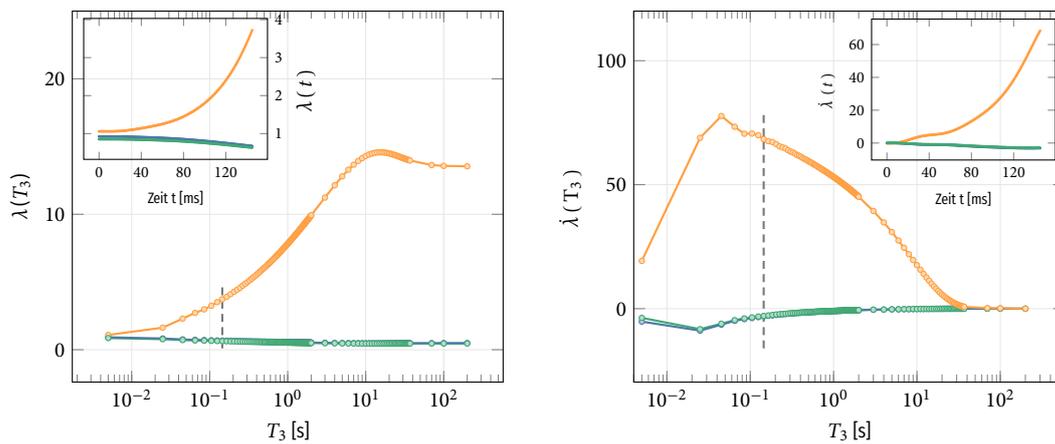


ABBILDUNG 4.13.: Simulierte Ensemblegröße  $\lambda(T_3)$  (**links**) und Ausbreitungsgeschwindigkeit  $\dot{\lambda}(T_3)$  (**rechts**) nach der Dekompression  $T_3$  in Einheiten des initialen Thomas-Fermi-Radius  $R_{TF}(t=0)$ . Die Detailansichten stellen den zeitlichen Verlauf während der Dekompressionszeit  $T_3$  von 150 ms dar (grau gestrichelte Linie).

Die Größe und Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ensembles nach der Dekompression ist in Abhängigkeit der Dekompressionsdauer ( $T_3$ ) in Abbildung 4.13 dargestellt. Für Dekompressionsdauern  $T_3 \ll 100$  s kann die Expansion des Ensembles der schnellen Potentialänderung nicht folgen, was deutlich an der verbleibenden Ausbreitungsgeschwindigkeit zu erkennen ist. Für Dekompressionsdauern  $T_3 \geq 100$  s folgt das Ensemble der Änderung des Potentials und die Ausdehnung konvergiert gegen den Gleichgewichtszustand im Wellenleiter (siehe Abb. 4.14). Für die Experimentparameter (siehe Tab. 4.1) beträgt der Gleichgewichtszustand  $R_{TF,y} = 428 \mu\text{m}$ . Die simulierte Oszillationsamplitude beträgt  $\Delta TF \sim 1 \mu\text{m}$  nach 20 ms TOF (siehe Detailansicht Abb. 4.14).

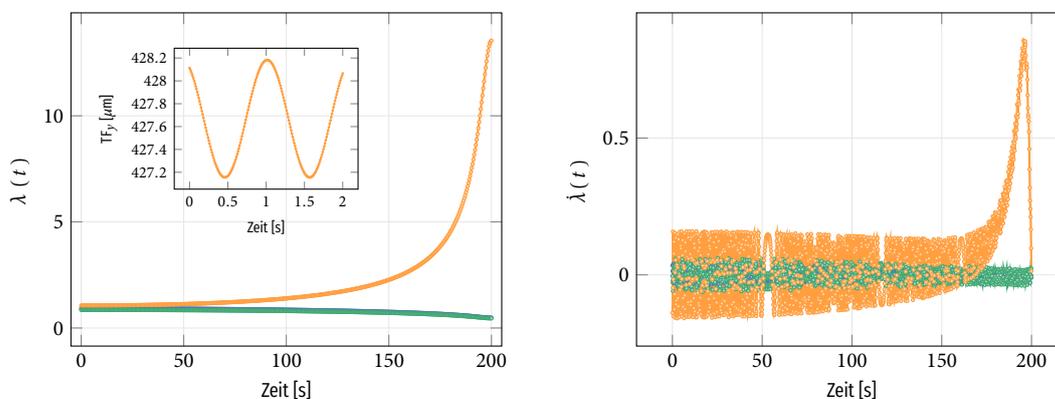


ABBILDUNG 4.14.: Simulation der relativen Ensemblegröße  $\lambda(t)$  (**links**) und Ausbreitungsgeschwindigkeit  $\dot{\lambda}(t)$  (**rechts**) für eine Dekompressionsdauer  $T_3 = 200$  s. Die während der nachfolgenden Haltezeit  $T_4 = 0 - 2$  s und TOF (23ms) zu beobachtende Quadrupoloszillation ist in der Detailansicht dargestellt.

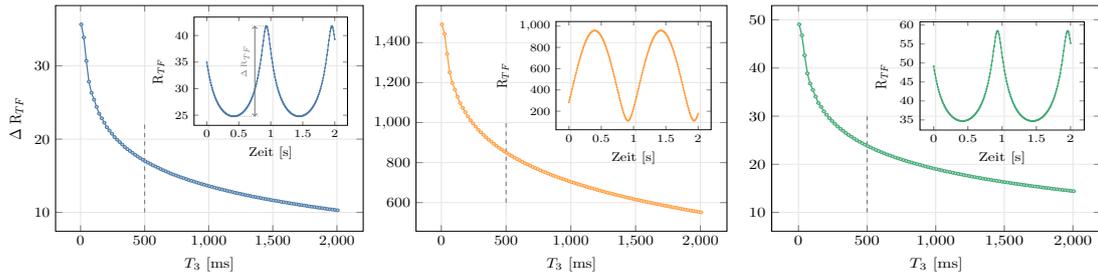


ABBILDUNG 4.15: Oszillationsamplitude  $\Delta R_{TF}$  (nach der TOF) in Abhängigkeit der Dekompressionsdauer  $T_3$  in  $x$ - (blau),  $y$ - (orange) und  $z$ -Richtung (grün). Die Detailansichten stellen die Thomas-Fermi-Radien  $R_{TF}(t)$  über die Haltezeit  $T_4$  für eine Dekompressionsdauer von  $T_3 = 500$  ms dar.

Analog zu Kapitel 4.5.1 lässt sich die zu beobachtende Oszillationsamplitude in Abhängigkeit der Dekompressionsdauer während der anschließenden Haltezeit  $T_4$  (nach  $t_{TOF} = 23$  ms) berechnen. Die Oszillationsamplitude für Dekompressionsdauern  $T_3 = 5 - 2005$  ms ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Sie zeigt zum einen die stetige Reduktion der Oszillationsamplitude mit steigender Transferdauer, zum anderen, dass für  $T_3 = 2$  s eine Oszillation mit  $\Delta R_{TF} \sim 550 \mu\text{m}$  verbleibt. Das Beladen des Wellenleiters ohne eine geeignete Delta-Kick Manipulation benötigt somit deutlich längere Umladedauern.

### 4.5.3. Haltezeit ( $T_4$ )

Im Anschluss der Dekompression ( $T_3$ ) kann sich das Ensemble während der Haltezeit  $T_4$  frei im Potential des Wellenleiters entwickeln. Die Leistung des Wellenleiterlichtes wird während dieser Zeit konstant gehalten. Befindet sich das Ensemble nicht im Gleichgewichtszustand des Wellenleiterpotentials, führt das Ensemble Quadrupoloszillationen aus. Deren Oszillationsamplitude  $\Delta TF_{x,y,z}$  hängt maßgeblich von der Differenz zwischen der Ensemblegröße nach der Dekompression und der Größe des Gleichgewichtszustands ab (siehe Abb. 4.16).

Folgt auf die Haltezeit  $T_4$  die Delta-Kick Manipulation durch ein zusätzliches Potential (siehe Kap. 4.5.4) muss die Oszillationsphase und Ensemblegröße der Delta-Kick Manipulation angepasst werden. Beispielhaft ist in Abbildung 4.17 die Amplitude der Quadrupoloszillation nach einer Delta-Kick Manipulation in Abhängigkeit der Haltezeit  $T_4$  dargestellt. Für die Delta-Kick

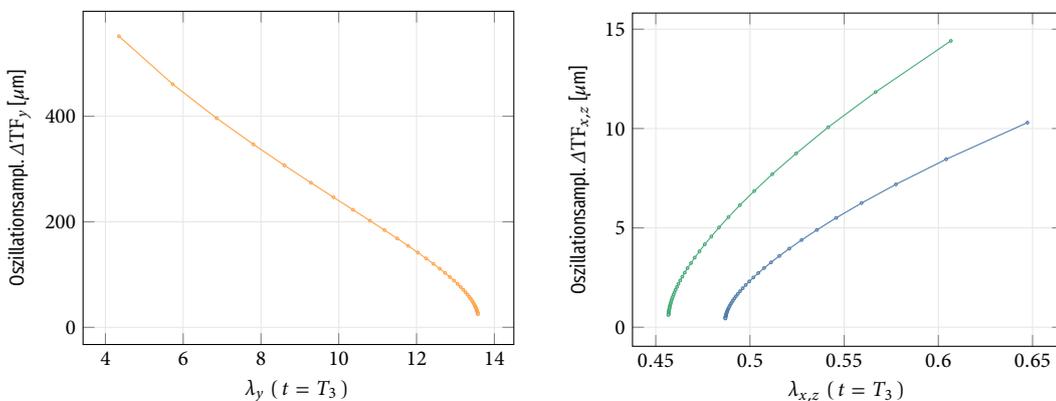


ABBILDUNG 4.16: Die simulierte Oszillationsamplitude (nach 23 ms TOF) in Abhängigkeit der Ensemblegröße nach der Dekompression  $t = T_3$ . Die initiale Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt  $v(0) = 0$ . **Links:** Die Oszillationsamplitude entlang des Wellenleiters. **Rechts:** Die Oszillationsamplitude der transversalen Achsen ( $x$  (blau) und  $z$  (grün)).

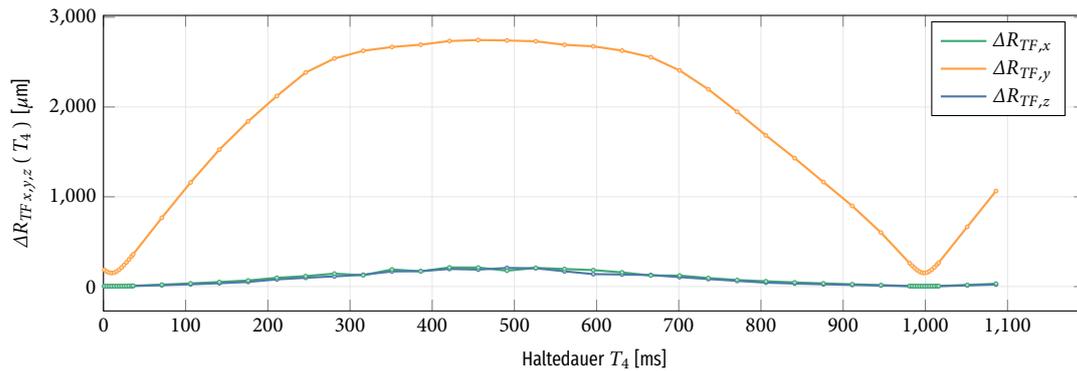


ABBILDUNG 4.17: Die Oszillationsamplitude (nach TOF) in Abhängigkeit der Oszillationsphase bei Beginn der Kollimation. Die Kollimationsdauer beträgt konstant  $T_5 = 130$  ms.

Manipulation wurde eine Dauer von 130 ms bei einer Lichtleistung von 1,1 W gewählt. Abhängig von der Oszillationsphase wird die Oszillationsamplitude durch den Delta-Kick stark verringert ( $T_4 < 50$  ms) oder deutlich verstärkt ( $150 < T_4 < 850$  ms).

#### 4.5.4. Die Delta-Kick Manipulation ( $T_5$ )

Der Oszillation im Wellenleiter kann entweder durch längere Dekompressionsdauern  $T_3$  (siehe Abb. 4.14), längere Haltedauern  $T_4$  (aufgrund der Dämpfung) oder einer „Abkürzung zur Adiabaticität“ entgegen gewirkt werden. Die Abkürzung zur Adiabaticität entspricht in diesem Fall der Delta-Kick Manipulation, bei der die Fallenfrequenz entlang des Wellenleiters für die Dauer  $T_5$  angehoben wird (siehe Abb. A.9). Die relevanten Parameter für die Delta-Kick Manipulation sind die Dauer und Stärke des verwendeten Lichtfeldes sowie die Phase der Oszillation. Diese Parameter sollten so gewählt werden, dass nach der Delta-Kick Manipulation die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $\dot{\lambda}(t) = 0$  und die Größe des Ensembles dem Gleichgewichtszustand des flachen Wellenleiterpotentials entspricht.

Zur Veranschaulichung sind die Ensemblegröße und die Ausbreitungsgeschwindigkeit für drei

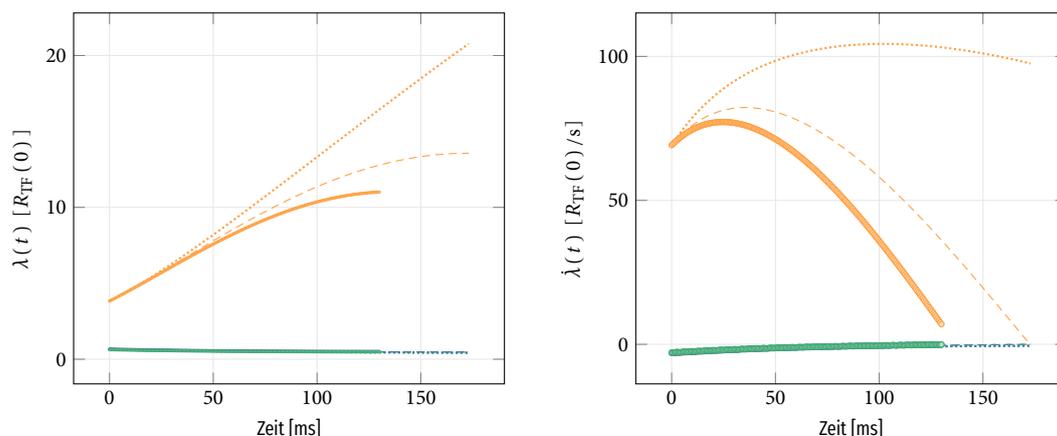


ABBILDUNG 4.18: Simulation der Entwicklung der Ensemblegröße während der Kollimation entlang der  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung (blau, orange und grün). **Links:** Die Größe des Ensembles in Einheiten des initialen Thomas-Fermi-Radius  $R_{TF}(0)$  während der Delta-Kick Manipulation ( $T_5 = 130$  ms und 1,1 W (durchgezogen);  $T_5 = 178$  ms und 0,71 W (gestrichelt); ohne Kollimation (gepunktet)) dargestellt. **Rechts:** Die zeitliche Entwicklung der Expansionsgeschwindigkeit des BECs während der Kollimation mit den entsprechenden Parametern.

unterschiedliche Fälle in Abbildung 4.18 dargestellt: Die Expansion im Wellenleiter ohne Delta-Kick Manipulation (gepunktet), einer Delta-kick Manipulation mit einer Dauer von  $T_5 = 130$  ms (Linie) sowie die optimale Delta-Kick Manipulation (gestrichelt). Die verwendeten Dauern  $T_1 - T_4$  sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Gegenüber dem unmanipulierten Ensemble wird die Ausbreitung der manipulierten Ensembles durch das Potential deutlich verringert. Im Fall der  $T_5 = 130$  ms Manipulation beträgt die Lichtleistung 1,1 W. Die Fallenfrequenzen des erzeugten Potentials sind jedoch zu hoch und die Ensemblegröße ( $R_{TF}(130 \text{ ms}) = 348 \mu\text{m}$ ) entspricht nicht dem Gleichgewichtszustand. Nach dem Abschalten des Delta-Kick Potentials expandiert das Ensemble und wird mit einer Amplitude von  $\Delta R_{TF,y} = 186 \mu\text{m}$  um den Gleichgewichtszustand oszillieren. Der simulierte Zeitverlauf der Oszillation ist zusammen mit den experimentellen Daten in Abbildung 4.20 dargestellt.

Für die Optimierung der Parameter der Delta-Kick Manipulation wurde die Dynamik des Ensembles in Abhängigkeit der Leistung des Kollimationsstrahls ( $0 \leq P_{DK} \leq 1,3 \text{ W}$ ) und der Kollimationsdauer ( $0 \leq T_5 \leq 600 \text{ ms}$ ) simuliert (siehe Abb. 4.19). Bei optimaler Wahl der Parameter ( $T_5 = 178 \text{ ms}$  und  $P_{DK} = 0,71 \text{ W}$ ) entspricht die Ausdehnung des Ensembles nach der Delta-Kick Manipulation dem Gleichgewichtszustand  $R_{TF,y} = 13,56 R_{TF}(0) = 428 \mu\text{m}$ . Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt  $\dot{R}_{TF,0,71 \text{ W}} = -0,3 R_{TF}(0)/s = -9,5 \mu\text{m/s}$ .

Die während der Haltezeit  $T_6$  zu beobachtende Oszillationsamplitude (nach  $t_{TOF} = 24 \text{ ms}$ ) ist Abbildung 4.19 (links) zu entnehmen. Die minimale Oszillationsamplitude  $\Delta R_{TF}$  in Abhängigkeit der Leistung des Kollimationsstrahls ist als gestrichelte Linie hervorgehoben. Der Verlauf entlang dieser Linie ist in Abbildung 4.19 (rechts) dargestellt. Das globale Minimum mit einer residuellen Oszillation von  $\Delta R_{TF} = 4,36 \mu\text{m}$  wird bei  $P_{DK} = 0,71 \text{ W}$  mit einer DK-Dauer von  $T_5 = 173 \text{ ms}$  erreicht. Bei der experimentellen Suche nach den optimalen Parametern für die Delta-Kick Manipulation wurde primär der Bereich bei  $P_{DK} = 1,1$  untersucht. Die rot markierten Punkte entsprechen den Messungen aus Abbildung 4.20. Die rot gestrichelte Linie markiert

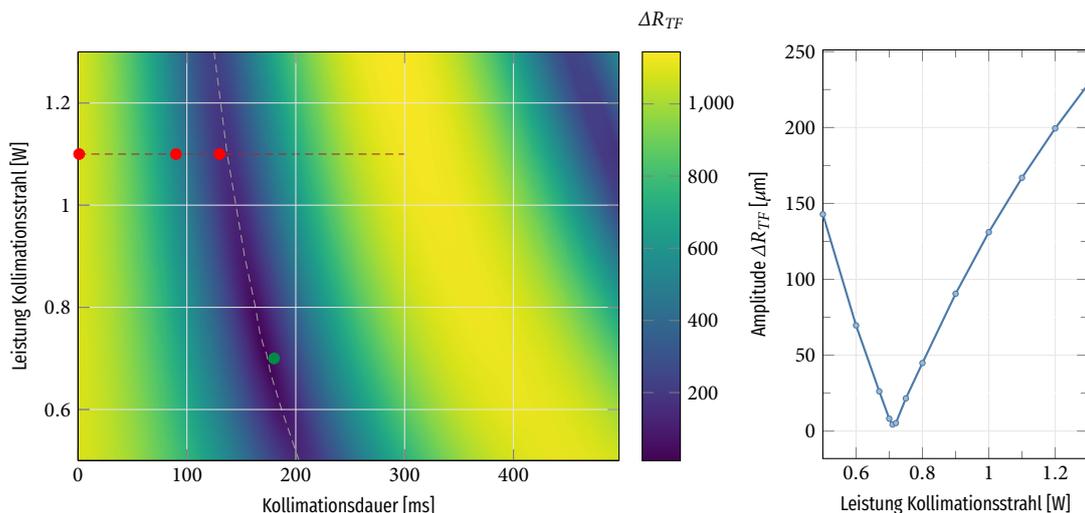


ABBILDUNG 4.19: **Links:** Simulation der Oszillationsamplitude  $\Delta R_{TF}$  (nach TOF=24 ms) in Abhängigkeit der Kollimationsdauer  $T_5$  und der Strahlleistung des optischen Kollimationspotentials. Der Verlauf der minimalen Oszillationsamplitude ist gestrichelt dargestellt. Die in Abbildung 4.20 verwendeten Parameter entsprechen den roten Punkten. Der Oszillationsamplitudenverlauf für  $P_{DK} = 1,1 \text{ W}$  (rot gestrichelt) ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Das globale Minimum liegt bei einer Lichtleistung von  $P_{DK} = 0,71 \text{ W}$  mit einer Dauer von  $T_5 = 173 \text{ ms}$ . Der grüne Punkt markiert die in Abbildung 4.22 dargestellte Oszillation. Sie entspricht dem experimentell ermittelten Optimum. **Rechts:** Detaildarstellung der Oszillationsamplitude  $\Delta R_{TF}$  für den Verlauf minimaler Oszillationen (gestrichelte Linie links) in Abhängigkeit der Leistung des Kollimationsstrahls.

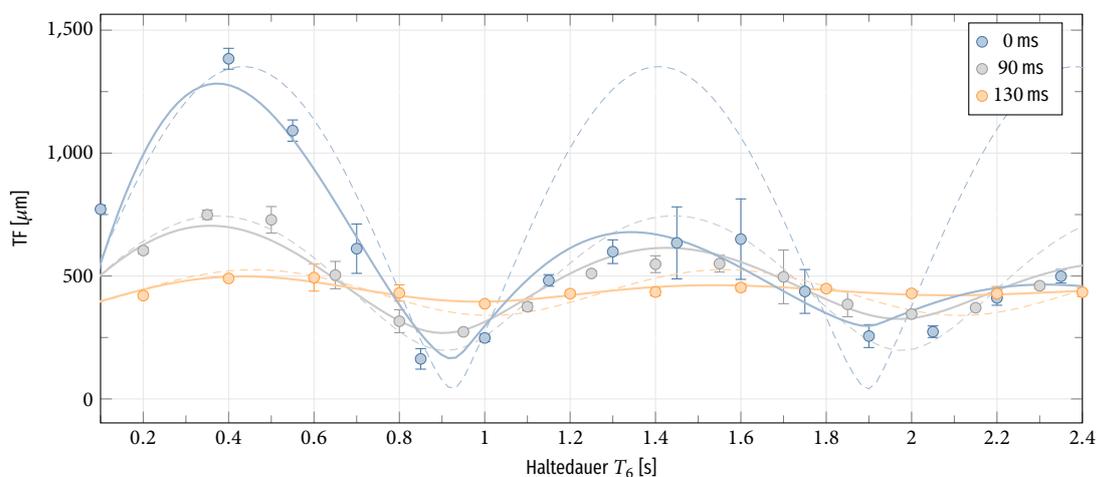
den Messbereich in Abbildung 4.21. Im Anschluss an die Simulation (von Abb. 4.19) wurde das experimentell ermittelte Optimum (grün markierter Punkt) bei  $T_5 = 180$  und  $P_{DK} = 0,71$  W (siehe Abb. 4.22) nahe dem simulierten Optimum ermittelt.

	$T_1$	$T_2$	$T_3$	$T_4$	$T_5$	$T_6$	$T_7$
<b>Dauer [ms]</b>	150	1	150	1	130/173	-	24
<b>Strahl 1 [mW]</b>	5	5	5 – 0	0	0	0	0
<b>Strahl 2 [mW]</b>	160 – 210	210	210	210	210	210	0
<b>DK-Strahl [W]</b>	0	0	0	0	1,1/0,71	0	0

TABELLE 4.1: Übersicht der verwendeten Parameter in der Simulation.

## 4.6. Experimentelle Realisierung der Abkürzung zur Adiabaticität

Für die Kollimation des Ensembles wird in diesem Experiment ein separater Laserstrahl verwendet, da der transversale Dipolfallenstrahl eine sehr geringe Strahltaile besitzt. Die Strahltaile muss für die harmonische Näherung deutlich größer als der Thomas-Fermi-Radius des Ensembles sein. Die Strahlparameter des Kollimationsstrahls werden daher mit Hilfe eines (2,5 : 1) Aufweitungs- teleskops ( $L_1 = 100$  mm und  $L_2 = 250$  mm) an die Größe des Ensembles angepasst. Am Ort der Atome beträgt die Strahltaile  $w_0 = 800$   $\mu\text{m}$ . Mit einer Maximalleistung von  $P_{DK} = 1,1$  W können infolgedessen, die Fallenfrequenzen im Wellenleiter von  $\omega_{x,y,z}/2\pi = \{87,11; 0,57; 162,83\}$  Hz auf  $\omega_{x,y,z}/2\pi = \{87,11; 1,69; 162,84\}$  Hz während der Kollimationsdauer  $T_5$  angehoben werden. Im optischen Aufbau wird der Kollimationsstrahl mit dem transversalen Dipolstrahl an einen Polarisationsstrahlteiler vor der Vakuumkammer überlagert. Die orthogonale Polarisation (am PBS) bedingt, dass die Polarisationen des Wellenleiter- und Kollimationsstrahls parallel ausgerichtet sind. Um Stehwellen am Kreuzungspunkt zu verhindern, beträgt deren Differenzfrequenz 310 MHz. Die überlagerte Propagation des Transversal- und Kollimationsstrahls verhindert ein simultanes Einstrahlen dieser während der Sequenz. Eine detaillierte Beschreibung des optischen



ABILDUNG 4.20: Thomas-Fermi Radius des Ensembles (nach TOF) in Abhängigkeit der Haltezeit  $T_6$  für verschiedene Kollimationsdauern (0 ms (blau), 90 ms (grau) und 130 ms (orange)). Gestrichelt (durchgezogen) sind die Ergebnisse der Simulation (siehe Kap. 4.5.4) ohne (mit) Dämpfung dargestellt.

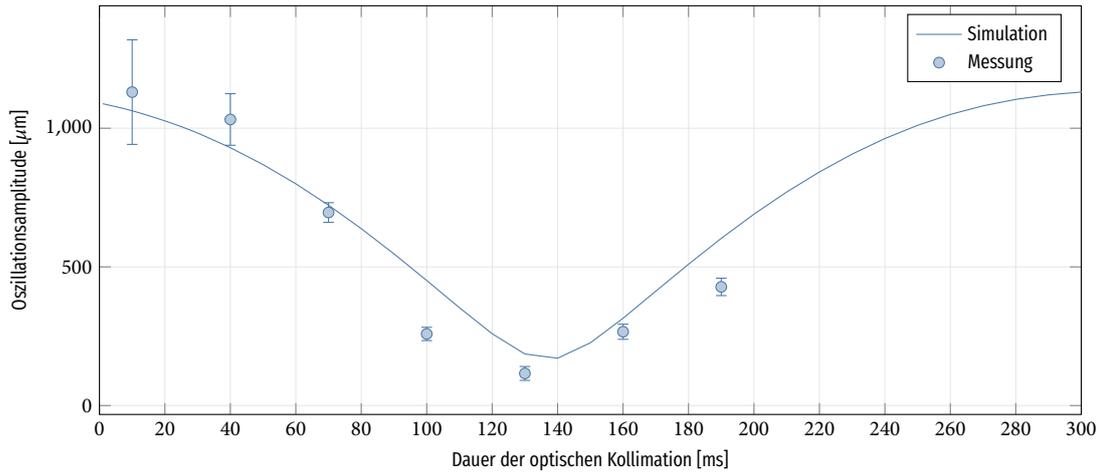


ABBILDUNG 4.21.: Daten (Punkte) und Simulation (durchgezogene Linie) der Oszillationsamplitude entlang des Wellenleiters (schwachen Achse) in Abhängigkeit der Kollimationsdauer. Die Leistung des Kollimationslichtfeldes beträgt 1,1 W mit einer Strahltaile  $w_0 = 800 \mu\text{m}$ . Die dargestellten Amplituden entsprechen den Differenzen  $\Delta R_{TF} = R_{TF,\text{max}} - R_{TF,\text{min}}$  während der Haltezeit  $0 \leq T_6 \leq 1,2 \text{ s}$ . Die Daten sind über vier Messungen gemittelt.

Aufbaus ist in Kapitel 2.10.1 gegeben. Während der Dekompressionsphase  $T_3$  wird die Lichtleistung des transversalen Dipolstrahls, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, durch die Reduktion der RF-Leistung des AOMs auf 0 mW abgesenkt. Bei der Optimierung der optischen Kollimation des Ensembles im Wellenleiter zeigt sich, dass während einer langsamen Dekompression die Oszillationsphase voranschreitet und die Delta-Kick Manipulation nicht mehr an die Oszillationsphase angepasst werden kann. In diesem Fall muss eine Oszillationsperiode ( $\sim 1 \text{ s}$ ) bis zur Delta-Kick Manipulation abgewartet werden.

Für die Delta-Kick Manipulation wurde experimentell eine optimale Dekompressionsdauer von  $T_3 = 150 \text{ ms}$  ermittelt. Bei dieser Dauer beträgt die angeregte Oszillationsamplitude ohne Delta-Kick Manipulation  $\Delta R_{TF,y} \sim 1200 \mu\text{m}$  (siehe Abb. 4.7)<sup>5</sup>. Nach der Haltezeit  $T_4 = 100 \mu\text{s}$  wird während der Dauer von  $T_5$  das Kollimationspotential eingestrahlt. Die Leistung des Kollimationsstrahls beträgt für die Messungen in Abbildung 4.20 1,1 W. Eine Dauer  $T_5 = 130 \text{ ms}$  bildet bei 1,1 W mit einer Restamplitude  $\Delta TF = 116 \pm 25 \mu\text{m}$  das Optimum.

Die Oszillationen wurden für verschiedene Delta-Kick Dauern bei  $P_{DK} = 1,1 \text{ W}$  aufgenommen und in Abbildung 4.21 zusammengefasst. Wird die Kollimationsdauer zu kurz gewählt ( $T_5 < 130 \text{ ms}$ ) reicht das zusätzlich angelegte Potential nicht aus, die Expansion des Ensembles zu stoppen. Die Oszillation erfährt entsprechend eine schwache Dämpfung. Ist die optimale Dauer überschritten ( $T_5 > 130 \text{ ms}$ ), wird die Bewegungsrichtung zum Ende der Kollimation invertiert. Der Betrag der Geschwindigkeit und die Oszillationsamplitude nehmen wieder zu (siehe Abb. 4.21). Eine vollständige Kollimation des Ensembles ( $\Delta R_{TF} = 0 \mu\text{m}$ ) konnte bei einer Leistung des Kollimationsstrahls von  $P_{DK} = 1,1 \text{ W}$  nicht realisiert werden. Dies ist auf die Diskrepanz zwischen der finalen Ensemblegröße und dem Gleichgewichtszustand im Wellenleiter zurückzuführen (siehe Abb. 4.18).

Die Entwicklung der Simulation während der experimentellen Realisierung ermöglichte einen Abgleich der simulierten Daten mit den experimentellen Resultaten. Daraufhin wurde die Oszillationsamplitude in Abhängigkeit der Kollimationsdauer und der Kollimationsleistung simuliert. Ein globales Minimum mit  $\Delta R_{TF} = 4,36 \mu\text{m}$  wurde bei einer DK-Strahlleistung von 0,71 W bei

<sup>5</sup>Die in dem Zusammenhang der Oszillationsamplitude genannten Größen beziehen sich auf die gemessene Oszillationsamplitude ( $R_{TF,\text{max}} - R_{TF,\text{min}}$ ) des TF-Radius nach der Freifallzeit  $T_{\text{TOF}} = 24 \text{ ms}$ .

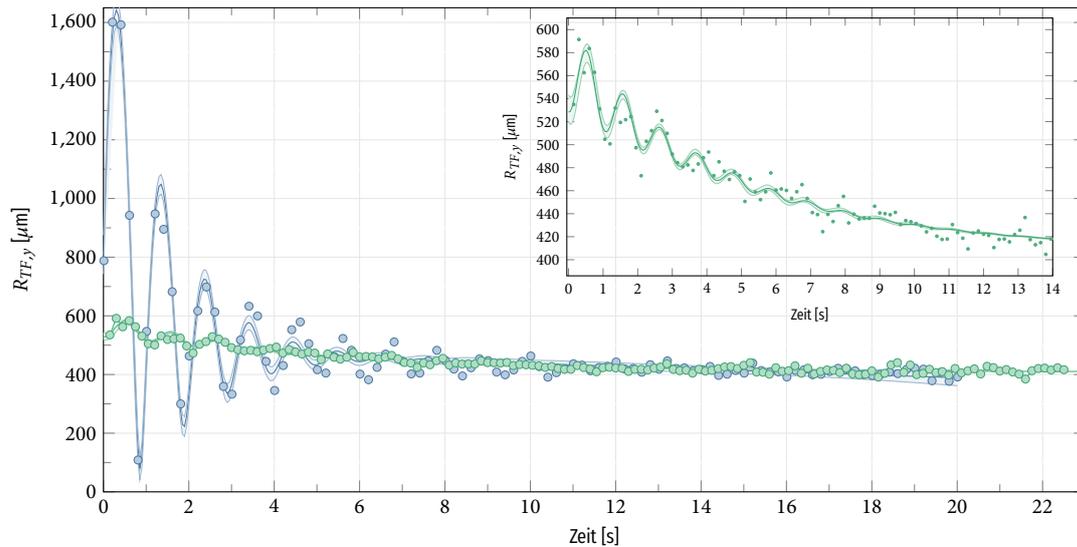


ABBILDUNG 4.22.:  $\Delta R_{TF}(t)$  mit (grün) und ohne (blau) Delta-Kick Manipulation. Die zur Kollimation verwendeten Parameter sind:  $P_{DK} = 0,71$  W und  $T_5 = 180$  ms. Die residuelle Oszillationsamplitude beträgt  $\Delta R_{TF} = 72,50 \pm 12,06$   $\mu\text{m}$ . Die Detailansicht stellt zur Verbesserung der Sichtbarkeit die Oszillation nach der Kollimation zwischen  $0 \leq T_6 \leq 14$  s dar. Die exponentielle Reduktion der Ensemblegröße ist auf den Atomzahlverlust während der Haltezeit zurückzuführen. Zum Zeitpunkt  $t = 0,78$  s ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $d/dt R_{TF} = 165$   $\mu\text{m/s}$ ) maximal. Die korrespondierende Impulsbreite beträgt  $\Delta p = 2 \cdot 0,034$   $\hbar k$ .

einer Einstrahldauer von 173 ms festgestellt (siehe Abb. 4.19). Das im Anschluss experimentell ermittelte Optimum wurde bei den Parametern  $T_5 = 180$  ms mit  $P_{DK} = 0,71$  W ermittelt. Der zeitliche Verlauf der Ensembleausdehnung  $R_{TF}(t)$  ist in Abbildung 4.22 für Haltezeiten  $0 \leq T_6 \leq 23$  s dargestellt. Diese Delta-Kick Manipulation ermöglicht eine Unterdrückung der Oszillationsamplitude ( $\Delta R_{TF} = 72 \pm 12$   $\mu\text{m}$ ) von  $\sim 14$  dB im Vergleich zum Umladen ohne Delta-Kick Manipulation ( $\Delta R_{TF} = 1564 \pm 91$   $\mu\text{m}$ ). Die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ensembles konnte dadurch von  $\Delta v(t = 0) = 5232$   $\mu\text{m/s}$  auf  $\Delta v(t = 0,24$  s) = 204  $\mu\text{m/s}$  reduziert werden. Zusammen mit der daraus resultierenden Impulsbreite  $\Delta p = 2 \cdot 0,03$   $\hbar k$ , der  $1/e$ -Lebensdauer  $\tau = 16,0$  s und der Schwerpunktsbewegung  $\Delta y = 32$   $\mu\text{m}$  (bei einer Oszillationsfrequenz von 0,6 Hz, siehe Abb. A.10) bietet ein derart präpariertes Ensemble eine gute Ausgangslage für hohe Strahlteilereffizienzen im geführten Atominterferometer.

## 4.7. Einordnung der Ergebnisse

Der diabatische Transfer aus der dreidimensional einschließenden, gekreuzten Dipolfalle in das quasi-1D Regime des stark elongierten Fallenpotentials führt zur Ausprägung kollektiver Anregungen im Ensemble. Die Entstehung dieser ist theoretisch gut beschreibbar. Ihre Oszillationsfrequenz im Verhältnis zur Fallenfrequenz wird vorwiegend im Rahmen der Untersuchungen der Dimensionalität quantenentarteter Gase verwendet [180, 187–189]. Abhängig von dem Aspektverhältnis der Fallenfrequenzen der finalen Falle, werden wie in dieser Arbeit, Oszillationsamplituden von  $\Delta R_{TF} > 1$  mm beobachtet [190].

Im Bereich der Atominterferometrie führt die zeitlich abhängige Verteilung des Impulses auf Grund der Doppler-Verschiebung zu einer Variation der Strahlteilereffizienzen [57]. Wird Doppel-Bragg Beugung zum Aufspannen des Interferometers verwendet, führen z.B. Impulsbreiten  $\Delta p \geq 0,1\hbar k$  zu einer Effizienz des Spiegelpulses ( $\tau \sim 60$   $\mu\text{s}$ ) von  $\varepsilon \leq 0,4$  [191]. Die in

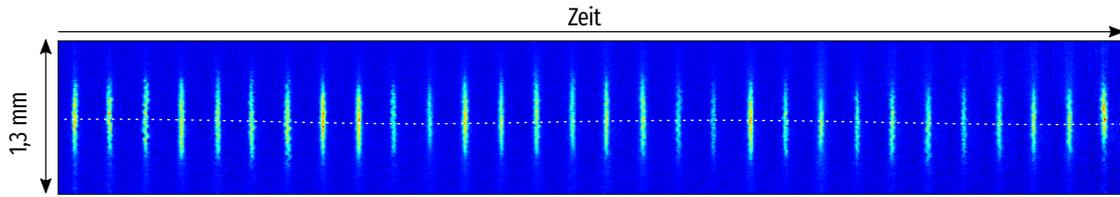


ABBILDUNG 4.23.: Zeitliche Entwicklung des Ensembles im Wellenleiter für  $0 < t < 3$  s nach der optischen Kollimation. Die Ausgleichskurve des Massenschwerpunktes ist gestrichelt dargestellt.

diesem Kapitel beschriebene Simulation und Realisierung einer "Delta-Kick"-Manipulation [77, 192–195] im Wellenleiter dient der Verminderung dieses Effektes.

Anhand der experimentellen Ergebnisse und Simulationen konnte gezeigt werden, dass das adiabatische Beladen des Wellenleiters durch ein langsames Absenken ( $T_3 \geq 100$  s) des transversalen Potentials die Lebensdauer des atomaren Ensembles übersteigt. Die verwendeten Kompressions- und Dekompressionsdauern von 150 ms führen zu Quadrupoloszillationen mit Amplituden von  $\sim 1500 \mu\text{m}$  und maximalen Impulsbreiten von  $\Delta p = 1,7 \hbar k$ . Ein derart präpariertes Ensemble ist für die spätere Interferometrie ungeeignet. Dämpfungseffekte führen zwar zu einer exponentiellen Reduktion der Bewegungsmoden, auf Grund der geringe Fallenfrequenz entlang des Wellenleiterpotentials vergehen jedoch zwischen der Dekompression und dem Abklingen der Oszillation  $\sim 10$  s.

Mit Hilfe der Delta-Kick Manipulation konnte eine deutliche Reduktion der Anregungsamplitude erreicht werden. Wobei die Haltezeit vor der Kollimation zusammen mit der Dekompressionsdauer die Oszillationsphase bestimmt. Die Simulation sowie die experimentellen Daten zeigen ein Optimum bei  $P_{\text{DK}} = 0,71$  W mit einer Kollimationsdauer von  $T_5 \sim 180$  ms. Die verbleibende Oszillationsamplitude konnte dadurch um  $\sim 14$  dB auf  $\Delta R_{\text{TF}} = 72 \mu\text{m}$  reduziert werden. Für den Zeitpunkt der maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt sich eine Impulsbreite von  $\Delta p = 0,07 \hbar k$ , welche innerhalb der Akzeptanzbreite von Doppel-Bragg Lichtpulsen zur Atominterferometrie liegt [191].

# Optisch geführtes Atominterferometer

Geführte Atominterferometrie ermöglicht die Entkopplung der Evolutionsdauer eines Atominterferometers von der vertikalen Größe der Vakuumapparatur. Das Führen kann durch eine Reduktion der freien Dimensionen in einem (quasi-1D) Wellenleiter [67] oder einen dreidimensionalen Einschluss [196] in konservativen Potentialen realisiert werden. Ein horizontal geführtes Mach-Zehnder Atominterferometer ermöglicht die Messung konstanter und zeitabhängiger Kräfte entlang der Interferometrieachse. Der Nachteil geführter Atominterferometer gegenüber Interferometern mit frei fallenden Testmassen ist die starke Kopplung der Ensembles an das einschließende Potential. Um einen Kontrastverlust durch Vibrationen zu verhindern werden daher hohe Anforderungen an die Stabilität des Experiments gestellt.

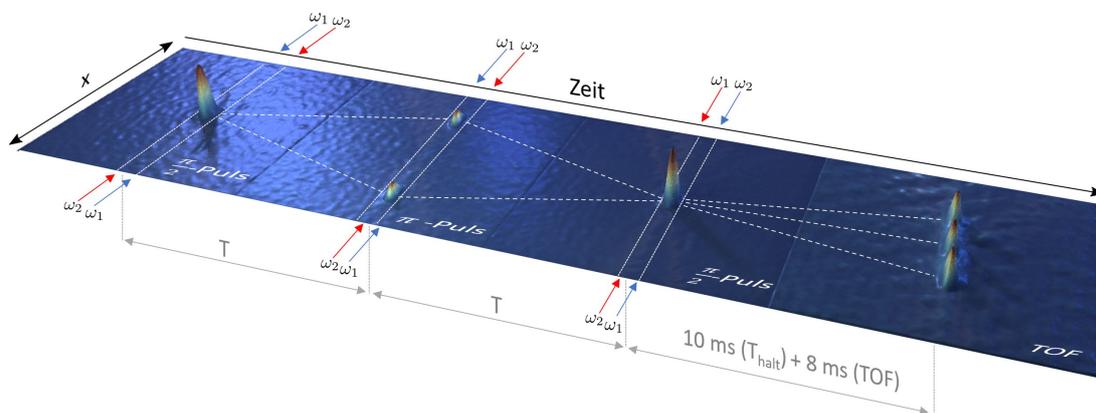


ABBILDUNG 5.1.: Zeitlicher Verlauf des geführten Mach-Zehnder Atominterferometers zur Beschleunigungsmessung entlang der Wellenleiterachse  $x$ . Zum Zeitpunkt  $T = 0$  wird das BEC (linkes Dichtemaximum) mittels Doppel-Bragg-Beugung geteilt ( $\pi/2$ -Puls). Die Trajektorie der Teilensembles ist gestrichelt dargestellt. Nach der Dauer  $T$  wird der Impuls der Atome durch einen Spiegelpuls ( $\pi$ -Puls) invertiert und zum Zeitpunkt  $2T$  durch den finalen Lichtpuls ( $\pi/2$ -Puls) recombiniert. Die drei Impulszustände werden nach einer Flugzeitmessung detektiert und bilden das Ausgangssignal des Interferometers mit  $N_{\text{rel}} = N_{\text{ohk}} / N_{\text{Sum}}$ .

In diesem Kapitel wird auf die Realisierung eines geführten Mach-Zehnder Interferometers im Wellenleiter eingegangen. Die Impulsaufspaltung des Ensembles basiert auf der Doppel-Bragg Beugung. Abschnitt 5.2 gibt einen kurzen theoretischen Überblick der verwendeten Techniken. Die Charakterisierung der Lichtpulse und eine Beschreibung des zeitlichen Ablaufs findet sich in Abschnitt 5.3. Das Kapitel schließt mit der Präsentation der erzielten Ergebnisse (Kap. 5.4) und deren Einordnung in das Forschungsfeld (Kap. 5.5).

## 5.1. Magnetisch vs. optisch geführte Atominterferometer

Ausgehend von der Atominterferometrie mittels frei fallender Ensembles, gab es innerhalb der letzten Dekaden starke Anstrengungen zur Kompaktifizierung dieser Messgeräte auf Basis magnetischer und optischer Potentiale. Die hohen Repetitionsraten [197, 198] bei der Erzeugung quantenentarteter Gase förderte die Entwicklung Chip-basierter geführter Atominterferometer. Die Methoden zum Führen [200–202], Separieren [202, 203] und Rekombinieren [204] bilden hier die Grundlage magnetisch geführter Atominterferometer. Das Aufspannen des Interferometers beruht typischerweise auf einer adiabatischen Deformation des einschließenden Potentials [62, 196, 205] oder auf der optischen Impulsmanipulation in magnetischen Wellenleitern [63, 206, 207].

Die verwendeten Techniken optisch geführter Interferometer sind denen in magnetisch geführten Interferometern sehr ähnlich. Interferometer in optischen Wellenleitern basieren bei der Impulsaufspaltung auf Lichtpulsen [68, 190, 208]. Interferometer an gefangenen Atomen werden durch Verformung des optischen Potentials [209, 210] realisiert. Während optisch geführte Interferometer und solche mit frei fallenden Atomen magnetisch insensitive Zustände  $|m_F = 0\rangle$  verwenden, wird in magnetisch geführten Interferometern die magnetische Sensitivität der Zustände zur Kopplung der Atome an das Potential benötigt. Dies verhindert bei magnetisch geführten Interferometern die Verwendung magnetischer Feshbach-Resonanzen zur Variation der Streulänge und erhöht die Anforderungen an die Magnetfeldstabilität deutlich.

Des Weiteren unterscheiden sich die zwei Interferometertypen bezüglich der geometrischen Freiheitsgrade der Potentiale und der Skalierbarkeit der Interferometerfläche. Bei magnetisch geführten Atominterferometern sind die Fallengeometrien durch die elektrischen Strukturen auf dem Atomchip definiert. Eine nachträgliche Änderung würde somit die Fabrikation eines neuen Atomchips bedeuten. Im Falle optisch geführter Interferometer befinden sich die potentialdefinierenden Komponenten außerhalb des Vakuumsystems, was nachträgliche Änderungen deutlich vereinfacht.

Die Interferometerdauer und Sensitivität wird im Fall magnetisch geführter Atominterferometer, ähnlich den optisch geführten Interferometern, durch Inhomogenitäten des einschließenden Potentials [211, 212] sowie dichteabhängige Effekte limitiert. Diese führen für lange Interferometerdauern zum Verlust der Kohärenz [213] und Fragmentierung des Ensembles [214]. Im Falle magnetischer Potentiale kann die Rauigkeit durch eine Modulation des Stroms mit Frequenzen deutlich oberhalb der verwendeten Fallenfrequenzen geglättet werden [215]. Ähnliches kann für optische Potentiale durch eine leichte periodische Modulation der Strahlage (z.B. mit Hilfe eines AODs) erreicht werden. Damit einher geht jedoch eine Reduktion der Kohärenzzeit aufgrund von Heizeffekten [216]. Eine ausführliche Beschreibung dieser Effekte findet sich in [217].

## 5.2. Grundlagen der Licht-Puls Interferometrie

Lichtpulse bieten eine Möglichkeit der kohärenten Manipulation interner und externer Freiheitsgrade atomarer Ensembles und können zum Aufspannen eines Interferometers genutzt werden. Ein Überblick der Atom-Licht Wechselwirkung und zwei-Photonen Rabi-Oszillationen ist im Anhang A.8 gegeben. Die verwendeten Techniken zur Doppel-Bragg-Beugung sind in Kapitel 5.2.1 beschrieben. Ein Überblick zur Mach-Zehnder Geometrie findet sich in Abschnitt 5.2.2.

### 5.2.1. Doppel-Bragg-Beugung

Die Bragg-Strahlteilung beschreibt in Anlehnung an die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Phononen- oder Kristallgitter die Beugung eines atomaren Ensembles an einer laufenden Lichtwelle<sup>1</sup> [8]. Ein resonanter Übergang erfolgt, wenn der Energieunterschied  $\Delta E$  der beteiligten Zustände

$$\Delta E = 4n\hbar\omega_r = n\hbar(\omega_1 - \omega_2) \quad (5.1)$$

entspricht.  $\omega_1$  und  $\omega_2$  beschreiben hier die Frequenzen der beteiligten Lichtfelder (vgl. Abb. 5.2) und  $n$  die Ordnung des Übergangs. Der Ausgangszustand  $|p_0\rangle$  wird in diesem Fall in den Zustand  $|p_0 + 2\hbar k\rangle$  überführt. Ein Bragg-Übergang ändert im Gegensatz zum Raman-Übergang ausschließlich den Impuls des Atoms. Da die internen Zustände während des Bragg-Übergangs konstant bleiben, ist die differentielle AC-Stark-Verschiebung in erster Ordnung  $\omega_{\text{Bragg}}^{\text{AC}} = \omega_a^{\text{AC}} - \omega_b^{\text{AC}} \approx 0$ .

Die in diesem Experiment verwendete Methode zur Strahlteilung und -spiegelung der Atome ist eine symmetrische Variante der Bragg-Beugung. In Anlehnung an die Doppel-Raman-Beugung [218] wird diese Doppel-Bragg-Beugung [219] genannt und durch die Verwendung von zwei gegenläufigen optischen Gittern realisiert.

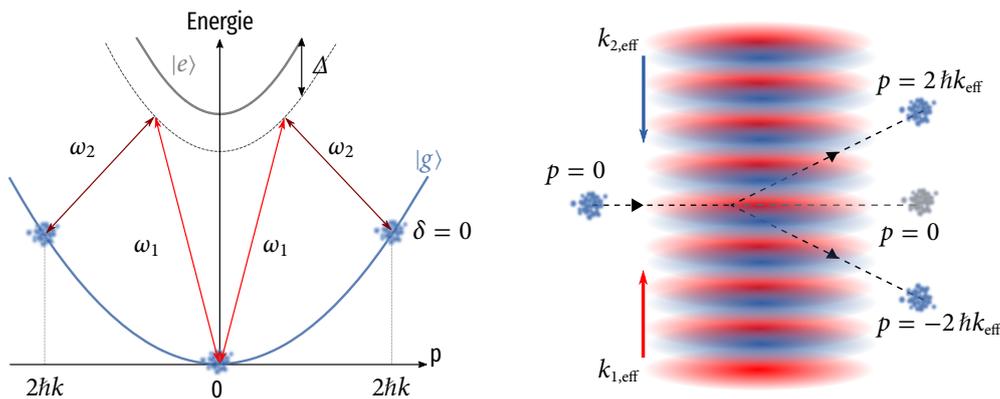


ABBILDUNG 5.2: **Links:** Schematische Darstellung eines Doppel-Bragg Überganges. Die Impulszustände  $|p=0\rangle$  und  $|p=\pm 2\hbar k\rangle$  sind resonant ( $\delta=0$ ) durch den Zwei-Photonen Übergang ( $\omega_1$  und  $\omega_2$ ) gekoppelt. Die Einzel-Photonen Verstimmung beträgt  $\Delta$ . **Rechts:** Doppel-Bragg-Beugung an laufenden Gittern im Ortsraum.

Die Interaktion der Atome mit den bewegenden Lichtfeldern führt zu einer Aufspaltung in Zustände mit entgegengesetztem Impuls  $p = \pm 2\hbar k$  (siehe Abb. 5.2). Gegenüber der Verwendung einfacher Bragg-Beugung in einem Interferometer resultiert dies in einer Steigerung der Sensitivität um einen Faktor zwei bei gleicher Pulsseparationsdauer  $T$ .

Werden die zwei bewegten Lichtgitter in einer Retroreflex-Anordnung erzeugt, bewegen sich diese stets mit derselben Geschwindigkeit  $|\vec{k}_{\text{eff}}|$ . Ein gleichzeitig resonanter Transfer in die Impulszustände  $|p = \pm 2\hbar k\rangle$  ist daher nur möglich, wenn das Eingangsensemble keine Geschwindigkeitskomponente entlang der Lichtgitter aufweist. Die Doppel-Bragg-Beugung zeigt neben der Verdoppelung des differentiellen Impulses weitere Unterschiede zur einfachen Bragg-Beugung. Zum einen führt die Kopplung mehrerer Zustände zu einer Modifikation der Rabi-Oszillationen (vgl. Abb. 5.6) [219]. Zum anderen wird bei einem Interferometer mit Doppel-Bragg Beugung

<sup>1</sup>Die Bragg-Beugung ist nicht auf die Interaktion eines ruhenden atomaren Ensembles mit einem sich bewegenden optischen Gitters begrenzt. Im Falle sich bewegender Atome kann auch ein stehendes Lichtgitter zur Bragg-Beugung genutzt werden. Es muss jedoch die Bragg-Bedingung (Gl. 5.1) erfüllt sein.

in Retroreflex-Anordnung das Interferometersignal von der Laserphase  $\phi_{\text{Laser}}$  entkoppelt, da das Licht dieselbe Phase auf beide Teile der Wellenfunktion aufprägt [57]. Das Abtasten der Interferometerphase zur Bestimmung der Beschleunigung wird daher in dieser Arbeit durch die Variation der Interferometerdauer  $T$  erreicht.

### 5.2.2. Das Mach-Zehnder Interferometer

Das fundamentale Prinzip moderner Atominterferometer beruht auf der Methode separat oszillierender Felder, erstmals demonstriert von Ramsey [221]. Diese ermöglicht die Unterschreitung der Fourier-Limitierung des Spektroskopieimpulses durch die Formung eines  $\frac{\pi}{2} \rightarrow T \rightarrow \frac{\pi}{2}$  Ramsey Interferometers [55].

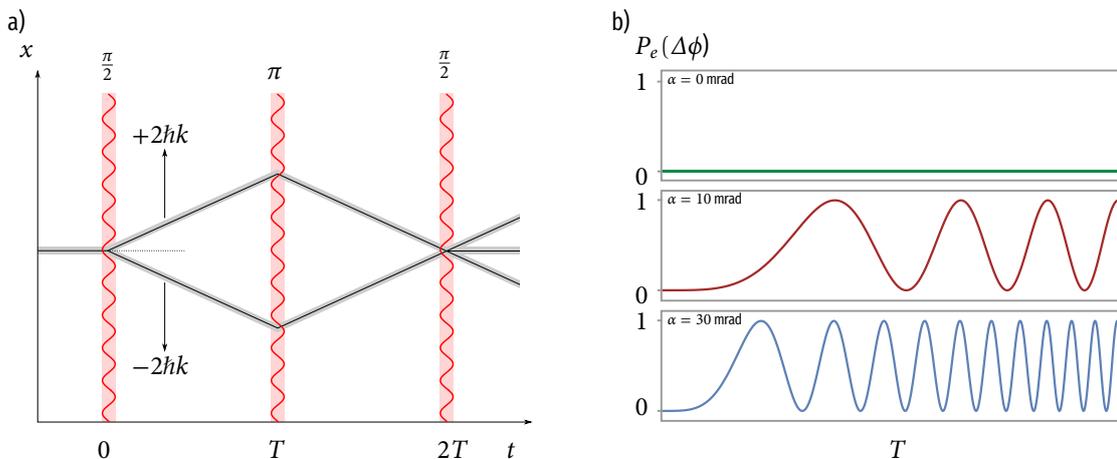
Die Messung von Beschleunigungen mit Hilfe von Materiewellen kann als eine spektroskopische Vermessung der Übergangsfrequenz verstanden werden. Wirkt während der Interferometrie eine Kraft auf das atomare Ensemble, verursacht die Beschleunigung eine anwachsende Doppler-Verschiebung

$$\omega_D(t) = k \cdot v(t) \quad (5.2)$$

des Lichtfeldes mit dem Wellenvektor  $k$ . Bei zeitlich konstanter Beschleunigung  $a$  ist die Geschwindigkeit durch  $v = a \cdot t + v_0$  gegeben. Die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  des Masseschwerpunktes ist für gefangene Atome  $v_0 = 0$  und kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit vernachlässigt werden. Die resultierende Doppler-Verschiebung unter Verwendung eines Zwei-Photon Übergangs (siehe Kap. 5.2.1) mit  $|k_1 - k_2| = k_{\text{eff}}$  ist durch

$$\omega_D(t) = k_{\text{eff}} \cdot a \cdot t \quad (5.3)$$

gegeben [55]. In Ramseys Experiment führt der Impulstransfer des ersten  $\frac{\pi}{2}$ -Pulses zu einer räumlichen Trennung des Superpositionszustands mit zunehmender Pulseparationsdauer  $T$ . Dies setzt durch die zunehmende Reduktion der Interferenzamplitude ein Limit an die maximale Interferometerdauer  $T$ . Eine Erweiterung dieser Interferometerkonfiguration um eine Impulsinvertierung zwischen den  $\frac{\pi}{2}$ -Pulsen ermöglicht das Schließen des Interferometers unab-



ABILDUNG 5.3.: a) Raumzeitdiagramm eines Mach-Zehnder Materiewelleninterferometers mit  $g \perp y$ . Die Aufspaltung basiert auf der Doppel-Bragg Beugung des Zustands  $|p = 0\hbar k\rangle$  in die Zustände  $|p = \pm 2\hbar k\rangle$ . Das Ausgangssignal wird zum Zeitpunkt  $2T + \delta t$  detektiert. b) Illustration des Interferometersignals  $P_e(\Delta\phi)$  in Abhängigkeit der Pulseparationsdauer  $T$  für die Beschleunigungen  $g \perp y$  (grün),  $\alpha(g, y) = \frac{\pi}{2} - 10 \text{ mrad}$  (rot) und  $\alpha(g, y) = \frac{\pi}{2} - 30 \text{ mrad}$  (blau).

hängig von der gewählten Dauer  $T$ . Die resultierende Mach-Zehnder (*kurz: MZ*) Geometrie wird äquivalent zum optischen MZ-Interferometer aus einer  $\frac{\pi}{2} \rightarrow \pi \rightarrow \frac{\pi}{2}$  Sequenz geformt. Dessen Raumzeitdiagramm ist in Abbildung 5.3 a) dargestellt. Unter Verwendung von Doppel-Bragg Beugung wird das atomare Ensemble mit dem ersten  $\frac{\pi}{2}$ -Puls aus dem Zustand  $|g, p = 0 \hbar k\rangle$  in die Zustände  $|g, p = \pm 2 \hbar k\rangle$  überführt. Während der Pulsseparationsdauer  $T$  werden die Wellenpakete räumlich getrennt und die Impulse im Anschluss mit Hilfe eines  $\pi$ -Pulses invertiert ( $|g, p = \mp 2 \hbar k\rangle$ ). Zum Zeitpunkt  $2T$  wird das Interferometer geschlossen und die Atomzahl der drei Ausgangszustände nach einer TOF detektiert.

Das Ausgangssignal des Interferometers wird aus dem normierten Verhältnis der Atomzahlen in den Impulszuständen mit  $P_e = \frac{N_{+2\hbar k} + N_{-2\hbar k}}{N_{+2\hbar k} + N_{-2\hbar k} + N_{0\hbar k}}$  gebildet. In Abhängigkeit der differentiellen Phase  $\Delta\phi$  zwischen den Interferometerarmen beschreibt

$$P_e(\Delta\phi) = \frac{A}{2} [1 - \cos(\Delta\phi)] + B \quad (5.4)$$

eine Oszillation zwischen den Impulszuständen. Unter Vernachlässigung von Phasenschüben  $\Delta\phi$  höherer Ordnungen ergibt sich die differentielle Phase

$$\Delta\phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} \cdot T^2 \quad (5.5)$$

durch die Addition der aufgeprägten Phasen<sup>2</sup> der drei Lichtpulse  $\Delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$  [55]. Die quadratische Abhängigkeit der differentiellen Phase  $\Delta\phi$  von der Pulsseparationsdauer  $T$  führt zu einer beschleunigten Oszillation des Ausgangssignals mit der Interferometerdauer  $T$  (siehe Abb. 5.3 rechts).

### 5.3. Experimentelle Realisierung des Interferometers

Als Ausgangszustand des geführten Atominterferometers dient ein BEC mit bis zu  $N = 2 \cdot 10^5$  Atomen im magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  (siehe Kapitel 3.8). Die kohärente Aufspaltung, Impulsspiegelung und Rekombination der atomaren Wellenfunktion ist in diesem Experiment mit Hilfe der Doppel-Bragg Beugung realisiert. Die Experimentsequenz (siehe Abb. 5.4) bestehend aus  $\pi/2 \rightarrow \pi \rightarrow \pi/2$ -Puls formt ein beschleunigungssensitives Mach-Zehnder Interferometer entlang der Aufspaltungsachse (siehe Abb. 5.1).

Vom Bragg-Lasersystem (siehe Kap. 2.3.3) werden die Lichtstrahlen co-linear mit senkrechter Polarisation über eine optische Faser zum Experiment geführt und durch eine  $f = 50$  mm Linse kollimiert. Der resultierende Strahldurchmesser beträgt  $\varnothing = 8$  mm. Nach dem Passieren einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte weisen die zwei Lichtfelder  $\omega_1$  und  $\omega_2$  eine entgegengesetzte Helizität auf und ermöglichen das Treiben der  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Übergänge. Die Strahlen werden an einem dichroitischen Spiegel mit dem Licht des Wellenleiters überlagert und durch die Experimentkammer geleitet. Anschließend wird die Helizität der Strahlen invertiert und retroreflektiert. Die überlagerten vier Lichtfelder erzeugen am Ort der Atome die zur Doppel-Bragg Beugung benötigten zwei bewegten Lichtgitter. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 5.4. Zur Unterdrückung spontaner Anregungen beträgt die globale Verstimmung der Lichtfelder  $\Delta = 2,8$  GHz zum Kühlübergang. Die Resonanzbedingung für den Bragg-Übergang ist für die

<sup>2</sup>Die durch die Doppler-Verschiebung  $\omega_D$  aufgeprägte Phase  $\phi_n$  zum Zeitpunkt  $t_n$  ist durch  $\phi = \int_{t_0}^{t_n} \omega(t') dt'$  gegeben.

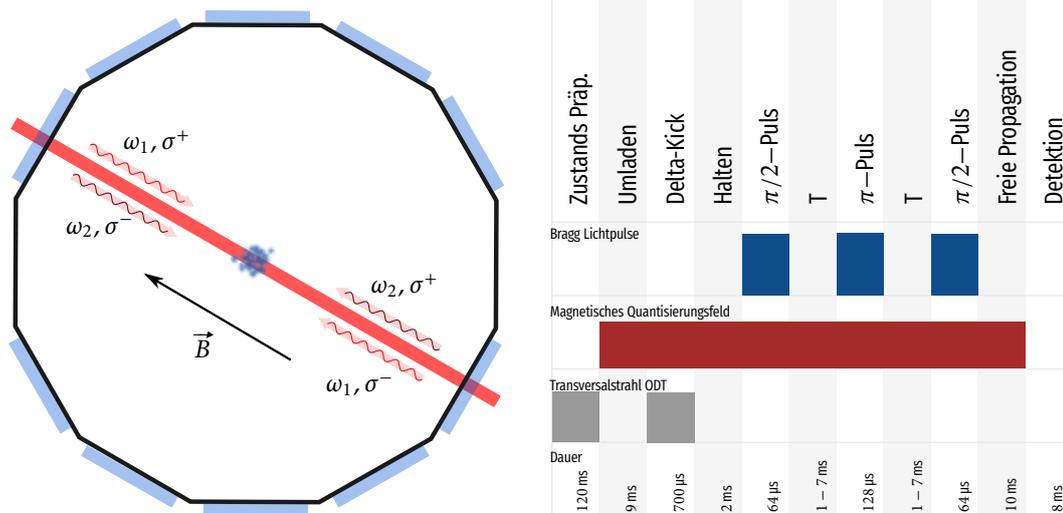


ABBILDUNG 54.: **Links:** Die Anordnung der Lichtfelder zur Bragg-Manipulation  $\omega_1$  und  $\omega_2$  in Retroreflex-Konfiguration (wellig dargestellt) ist parallel zum Wellenleiter. Das magnetische Quantisierungsfeld entlang der Strahlachse sorgt für eine zirkulare Polarisation. Die Abbildungsebene entspricht hier der Bildebene. **Rechts:** Schematische Darstellung der Interferometriesequenz für die Bragg-Lichtfelder (blau), das Quantisierungsfeld (rot) sowie die Leistung im transversalen Strahl der optischen Dipolfalle (grau).

differentielle Verstimmung von  $\delta\omega_{1,2} = 15,08$  kHz erfüllt. Die zur Strahlteilung, Spiegelung und Rekombination verwendeten Lichtpulse werden durch einen AOM zeitlich gesteuert. Dessen Treiberfrequenz wurde mit Hilfe eines DDS generiert, welcher zum Ende der Messungen durch einen RF Synthesizer (*Moglabs, XRF021*) ersetzt wurde. Technisch bedingt ist der Amplitudenverlauf des DDS auf lineare Rampen und diskrete Amplitudensprünge limitiert. Unter Verwendung des DDS werden im Interferometer daher rechteckige Lichtpulse (durch Amplitudensprünge der RF-Leistung) verwendet. Gegenüber gaußschen Lichtpulsen ist deren Frequenzspektrum verbreitert, was eine Vergrößerung der Anregungsrate höherer Beugungsordnungen bzw. eine Verringerung der Effizienz der getriebenen Übergänge bedingt. Mit Hilfe des RF-Synthesizers ist es möglich gaußsche Amplitudenverläufe zu erzeugen und die Doppel-Bragg-Beugungseffizienz deutlich zu verbessern. Für die nachfolgenden Messungen wurden, wenn nicht ausdrücklich angegeben, rechteckige Lichtpulse verwendet.

Die Lichtleistung der zwei Lichtfelder ist am Ort der Atome gleich gewählt. Die maximal verfügbare Leistung am Ort der Atome beträgt  $P \leq 100$  mW. Zur Reduktion von Anregungen höherer Ordnung wird die Leistung auf 3,5 mW begrenzt. Dies hat Pulsdauern von  $\tau_{\pi/2} = 64$  μs für  $\pi/2$ -Pulse bzw.  $\tau_{\pi} = 128$  μs für  $\pi$ -Pulse zur Folge. Anregungen in die Zustände  $\pm 4 \hbar k$  können bei diesen Parametern im Experiment nicht beobachtet werden. Das Magnetfeld garantiert während der Interferometrie die Aufspaltung der Zeeman-Zustände und definiert die Quantisierungsachse der Atome.

Während der Justage und den Studien zur Beladung des Wellenleiters (siehe Kap. 4.6) wurde der Wellenleiter senkrecht zur Gravitation ausgerichtet (siehe Kap. 3.7.1). Die Beschleunigung entlang des Interferometers entspricht der Projektion der Erdbeschleunigung auf die Interferometerachse und wird im Folgenden durch eine Neigung des gesamten optischen Tisches erreicht. Eine Verkippung der Wellenleiterachse durch eine Änderung der Strahlage würde mit einer erneuten Charakterisierung der Strahlleistung einhergehen<sup>3</sup>. Der Kippwinkel des Tisches ist auf  $\phi \approx \pm 0,5^\circ$

<sup>3</sup>Die Abhängigkeit der Strahlleistung von der Ausrichtung des Wellenleiterstrahls ist ein Resultat des experimentellen Aufbaus. Die zur Leistungsstabilisierung verwendete Photodiode befindet sich im Strahlengang hinter der Experimentkammer. Eine Variation der Strahlage führt zu einer Änderung der detektierten Leistung.

limitiert. Die resultierende Projektion der Erdbeschleunigung beträgt  $a = \pm 0,086 \text{ m/s}^2$ . Bei der Wahl des Neigungswinkels ist zu beachten, dass die Beschleunigung im Interferometer auf beide Wellenpakete gleichgerichtet wirkt. Während das eine Wellenpaket eine Beschleunigung erfährt, wird das andere in seiner Bewegung verlangsamt (siehe Abb. 5.12). Dies führt zu einer differentiellen Verschiebung der Resonanz durch die Doppler-Verschiebung und mindert bei starken Beschleunigungen die Effizienz des Spiegel- und Rekombinationspulses.

### 5.3.1. Die Interferometriesequenz

Das BEC wird in der gekreuzten Dipolfalle mit einer finalen Fallenfrequenz von  $\omega_{x,y,z}/2\pi = \{73,7; 13,4; 129,2\}$  Hz im Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  erzeugt (vgl. Kap. 4.5.1). Die Interferometriesequenz kann in drei Teilsequenzen unterteilt werden: Das Umladen der Atome in den Wellenleiter, das Aufspalten des Interferometers und die anschließende Detektion. Eine schematische Übersicht der Sequenz findet sich in Abbildung 5.4.

Für das Umladen des BECs in den Wellenleiter wird die Lichtleistung des Wellenleiters angehoben und anschließend der transversale Dipolstrahl ausgeschaltet. Die DK-Manipulation im Wellenleiter musste für die Interferometrie deutlich gegenüber dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Verfahren geändert werden, da für Ensembles mit  $R_{TF} \sim 550 \mu\text{m}$  kein Interferometersignal beobachtet werden konnte. Zur Präparation des Ensembles für die Interferometrie wird die Expansion nach einer Expansionsdauer von  $t_{\text{Exp}} = 9 \text{ ms}$  durch einen Delta-Kick abgebremst. Zur Erzeugung des Delta-Kick-Pulses wird der transversale Dipolstrahl für  $t_{\text{DK}} = 700 \mu\text{s}$  mit einer Leistung von 870 mW eingestrahlt. Im Gegensatz zu der in Kapitel 4.3 beschriebenen Umladesequenz, ist hier die freie Expansionsdauer stark reduziert und die zur Delta-Kick-Kollimation verwendeten Fallenfrequenzen deutlich erhöht. Dies führt einerseits zu einem kompakten Wellenpaket mit einer reduzierten Impulsbreite, andererseits entspricht dieser Zustand nicht dem Gleichgewichtszustand des Wellenleiterpotentials. Nach dem Delta-Kick beginnt das Ensemble daher im Wellenleiter zu expandieren. Während des Umladens wird das Quantisierungsfeld für die Atominterferometrie präpariert. Das vertikale B-Feld der Zustandspräparation wird abgesenkt und das horizontale Quantisierungsfeld entlang des Wellenleiters angeschaltet. Dessen Feldstärke beträgt nach dem Umladen  $|\vec{B}| = 1 \text{ G}$ .

Die Verwendung von drei aufeinander folgenden Lichtpulsen ( $\pi/2 \rightarrow \pi \rightarrow \pi/2$ -Puls) formen das Mach-Zehnder Interferometer. Die Variation der Pulsseparationsdauer  $T$  ermöglicht das Abtasten des beschleunigten Interferometersignals wie in Abbildung 5.7 dargestellt. Das Abtasten der Interferometerphase mit Hilfe der Lichtphase ist auf Grund der Verwendung von Doppel-Bragg Pulsen in dieser Geometrie nicht möglich [219].

Die Interferometerphase wird durch die Atomzahlen in den zwei Interferometerausgängen bestimmt, wobei die Impulszustände  $|\pm 2 \hbar k\rangle$  den einen und  $|0 \hbar k\rangle$  den anderen Interferometerausgang bilden. Zur Unterdrückung des Einflusses der Schuss-zu-Schuss Variation der Gesamtatomzahl ist das Signal durch  $N_{\text{rel}} = (N_{+2\hbar k} + N_{-2\hbar k}) / (N_{0\hbar k} + N_{+2\hbar k} + N_{-2\hbar k})$  normiert. Zwischen dem Schließen des Interferometers und der Detektion können die Wellenpakete für 10 ms frei im Wellenleiter propagieren. Diese freie Propagation dient zusammen mit der TOF ( $t_{\text{TOF}} = 8 \text{ ms}$ ) der sauberen Trennung der Impulszustände für die anschließende Detektion.

### 5.3.2. Charakterisierung der Doppel-Bragg-Beugung

Die Doppel-Bragg Rabi-Oszillationen zeigen deutliche Unterschiede zur einfachen Rabi-Oszillation im Zwei-Zustands-System (siehe Abb. 5.6). Die Kopplung des initialen Impulszustandes an die zwei Zustände  $|\pm 2\hbar k\rangle$  führt zu einer erhöhten Komplexität des Systems und resultiert in einer Schwebung des Signals. Eine ausführliche experimentelle Untersuchung und theoretische Beschreibung ist in [219] gegeben. Die gemessenen Beugungseffizienzen der Lichtpulse betragen  $P_{\pi/2} = 90\%$  ( $P_{\pi/2} = 93\%$ ) für den initialen Strahlteiler-Puls und  $P_{\pi} = 73\%$  ( $P_{\pi} = 85\%$ ) für den Spiegelpuls mit boxförmigen Lichtpulsen (gaußförmigen Lichtpulsen). Mit den erzielten Effizienzen kann der maximale Kontrast im Interferometer zu  $C = 0,59$  (Box) und  $C = 0,74$  (Gauß) abgeschätzt werden.

Für die Bestimmung der Langzeitstabilität und Schuss-zu-Schuss Abweichung wurde die Impulsverteilung des  $\pi/2$ - und  $\pi$ -Pulses für jeweils 200 Messungen in Folge bestimmt (siehe Abb. 5.5). Die Allan-Varianz zeigt eine Langzeitstabilität von  $\sigma_{\min}^2 = 0,3\%$  über 65 Experimentzyklen und eine Schuss-zu-Schuss Unsicherheit von  $\delta_{\pm 2\hbar k} = 1,6\%$  für den initialen  $\pi/2$ -Puls. Entsprechend beträgt  $\sigma_{\min}^2 = 0,23\%$  über 53 Experimentzyklen und  $\delta_{\pm 2\hbar k} = 1,6\%$  für den Spiegelpuls.

Bei der Betrachtung der differentiellen Atomzahl der Impulszustände  $|+2\hbar k\rangle$  und  $|-2\hbar k\rangle$  des  $\pi/2$ -Pulses zeigt sich eine Diskrepanz von  $4,1\%$  (siehe Abweichung blaue Daten zum Wert

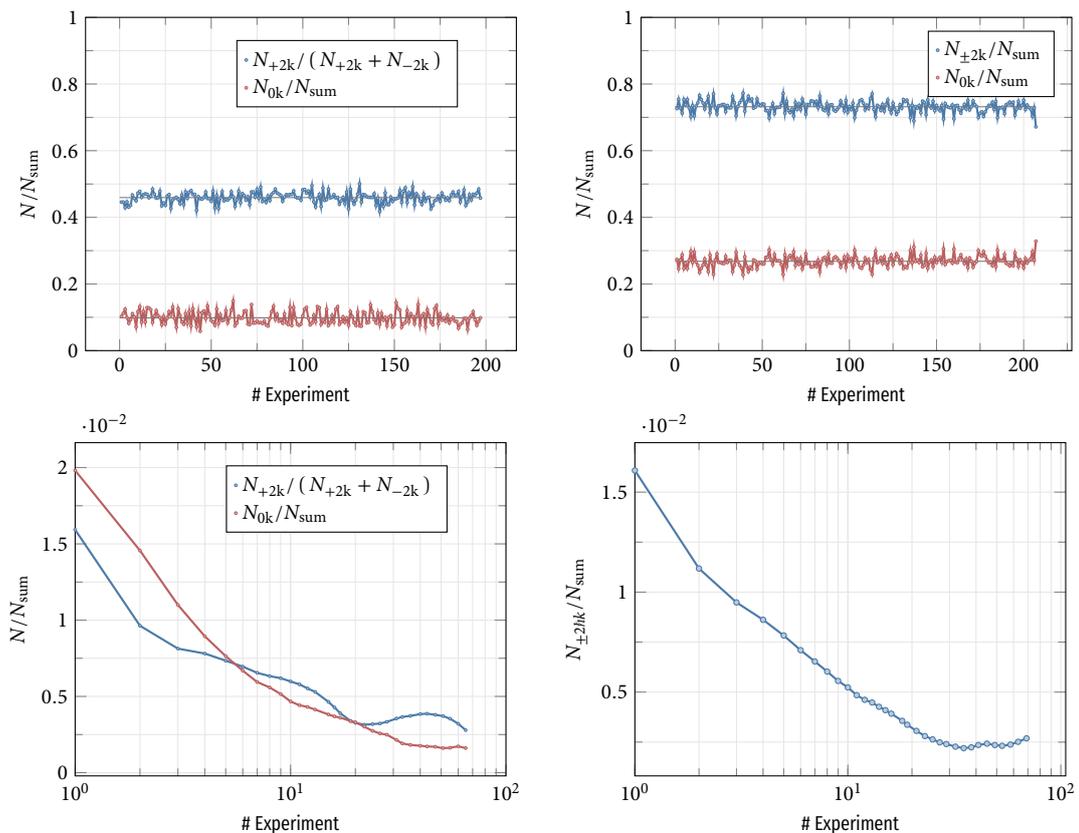


ABBILDUNG 5.5.: **Oben links:** Differentielle Besetzung der Impulszustände nach dem initialen  $\pi/2$ -Puls für 200 Experimentzyklen. Das Verhältnis der gebeugten Zustände beträgt  $0,46$  (blau). Der im  $0\hbar k$  Zustand verbleibende Anteil entspricht  $9,8\%$  normiert auf die Gesamtatomzahl (rot). **Oben rechts:** Besetzungsverhältnisse nach dem Spiegelpuls. Der gebeugte Anteil  $p = \mp 2\hbar k$  (blau) beträgt  $73\%$ . Der im Zustand  $p = 0\hbar k$  verbleibende Anteil setzt sich aus der Summer der Verluste des  $\pi/2$ - und  $\pi$ -Pulses zusammen. **Unten:** Darstellung der korrespondierenden Allan-Varianzen.

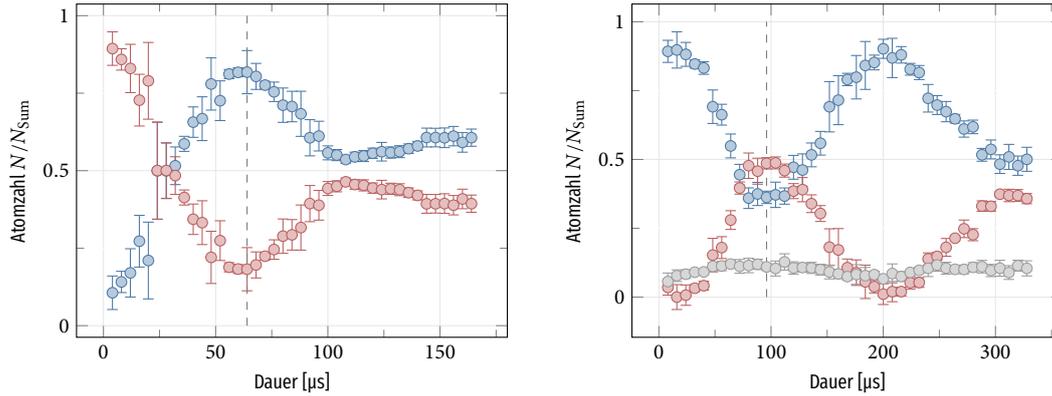


ABBILDUNG 5.6.: **Links:** Doppel-Bragg Rabi-Oszillation des  $\pi/2$ -Pulses zwischen den Impulszuständen  $0hk$  (rot) und  $\pm 2hk$  (blau). Die Atomzahl in den Impulszuständen ist auf die Gesamtatomzahl normiert. Die  $\pi/2$ -Puls Dauer entspricht  $\tau = 64 \mu\text{s}$  (vertikale Linie grau gestrichelt). **Rechts:** Doppel-Bragg Rabi-Oszillation des  $\pi$ -Pulses zwischen  $\pm 2hk$  (blau),  $\mp 2hk$  (rot) und  $0hk$  (grau). Die  $\pi$ -Pulsdauer entspricht  $\tau = 96 \mu\text{s}$  (vertikale Linie grau gestrichelt). Die dargestellten Oszillationen sind mit boxförmigen Lichtpulsen durchgeführt. Die Effizienz konnte nachträglich von (hier)  $P_{\pi/2} = 81\%$  und  $P_{\pi} = 49\%$  auf  $P_{\pi/2} = 90\%$  und  $P_{\pi} = 73\%$  gesteigert werden (vgl. Abb. 5.5).

$N/N_{\text{sum}} = 0,5$  in Abb. 5.5 links). Der Unterschied zur idealen 50 : 50- Strahlteilung kann einerseits durch eine Schwerpunktsbewegung des Ensembles nach der optischen Kollimation und andererseits durch eine imperfekte Spiegelung der Laserstrahlen in dem Retroreflex-Aufbau verursacht werden. Eine Schwerpunktsbewegung führt zu einer differentiellen Verschiebung der Übergangsrisonanzen aufgrund der resultierenden Doppler-Verschiebung. Verlustprozesse oder eine imperfekte Rotation der Polarisation im Retroreflexaufbau bedingen eine differentielle Änderung der Bragg-Gitter Tiefe. Beide Effekte führen folglich zu einer Modifikation der effektiven Rabi-Frequenz und einer differentiellen Besetzungsanzahl. Eine Schwerpunktsbewegung konnte im Experiment nicht beobachtet werden.

## 5.4. Ergebnisse des Mach-Zehnder Interferometers

Das in dieser Arbeit realisierte Atominterferometer ermöglicht die Messung von Beschleunigungen entlang des Wellenleiters. Die Verwendung der Doppel-Bragg-Beugung zur Impulsmanipulation der Atome verhindert das Abtasten des Interferometersignals durch die Lichtphase des Rekombinationspulses [219]. Die Interferometerphase wird daher über die schrittweise Änderung der Interferometriedauer  $T$  variiert. Das resultierende Ausgangssignal  $N_{\text{rel}}$  beschreibt eine beschleunigte Oszillation der Form  $N_{\text{rel}} = \frac{\nu(T)}{2} \cos(4k \cdot g_{\text{eff}} \cdot T^2) + c_{\text{offset}}$  [219]. Hier ist  $g_{\text{eff}} = g \sin(\alpha)$  die Projektion der Erdbeschleunigung auf die Interferometerachse,  $\nu(T)$  die interferometrische Sichtbarkeit und  $c_{\text{offset}}$  der Versatz. Der maximale Winkel des Wellenleiters zur Waagerechten beträgt in diesem Aufbau  $\alpha = \pm 0,5^\circ$ . Exemplarisch ist in Abbildung 5.7 die Messung der Beschleunigung für  $g_{\text{eff}} = 0,0534 \text{ m/s}^2$  ( $\alpha = 0,31^\circ$ ) dargestellt. Die Phasenunsicherheit für einen Schuss ist durch das Quanten-Projektionsrauschens  $\Delta\Phi \geq (C \cdot \sqrt{N_{\text{sum}}})^{-1}$  limitiert, wobei  $C$  den Kontrast des Interferometersignals beschreibt. Bei der Verwendung mehrerer Datenpunkte durch die Variation der Interferometerdauer wird auch die Ausgleichskurve durch die Schuss-zu-Schuss Phasenunsicherheit limitiert. Für das Interferometer mit einer Interferometerdauer  $2T = 14,8 \text{ ms}$  (siehe Abb. 5.7) beträgt der Standardfehler der Ausgleichskurve  $5,5 \text{ mrad}$ . Dies resultiert in einer Winkelungenauigkeit von  $\Delta\alpha = \pm 17,5 \mu\text{rad}$  bzw. Beschleunigungsge-

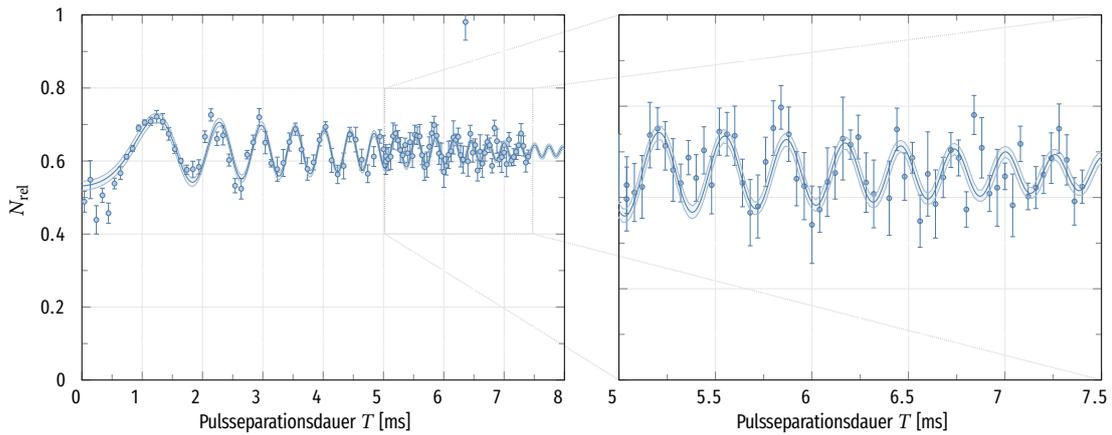


ABBILDUNG 5.7: Messung der Beschleunigung  $g_{\text{eff}} = 0,053 \text{ m/s}^2 \pm 1,63 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$  durch Variation der Pulsseparationsdauer<sup>4</sup>  $T$  mit  $N_{\text{rel}} = (N_{+2hk} + N_{-2hk}) / N_{\text{Sum}}$ . Die initiale Sichtbarkeit beträgt  $\nu = 21 \%$ . Sie nimmt für  $T = 7,4 \text{ ms}$  bis auf  $C \approx 5 \%$  ab. Der Versatz beträgt  $c_{\text{offset}} = 0,62$ . Die Daten setzen sich aus zwei Messreihen von zwei aufeinanderfolgenden Tagen ( $T = 0 - 5 \text{ ms}$  und  $T = 5 - 7,4 \text{ ms}$ ) zusammen. Die Stetigkeit des Signals demonstriert die Stabilität des Aufbaus.

naugigkeit von  $\Delta g_{\text{eff}} = \pm 1,63 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$ . Die geführten Interferometer im Wellenleiter weisen eine deutliche Reduktion der Sichtbarkeit  $\nu$  mit steigender Pulsseparationsdauer auf. Mögliche sichtbarkeitsreduzierende Effekte werden daher im Folgenden ausführlich diskutiert.

### 5.4.1. Sichtbarkeitsreduzierende Effekte

Bei der Betrachtung des Interferometersignals zeigt sich eine deutliche Reduktion der Signalstärke in Abhängigkeit der Interferometerdauer  $2T$ . Hier muss zwischen einem Verlust der Sichtbarkeit  $\nu$  und dem Verlust des Kontrastes  $C$  unterschieden werden. Für die Sichtbarkeit bildet der Kontrast die obere Grenze ( $\nu \leq C$ ). Der Kontrast wird zum Beispiel durch Verluste bei der Bragg-Beugung, und Imperfektionen des Potentials limitiert. Etwaige kohärenzerhaltende

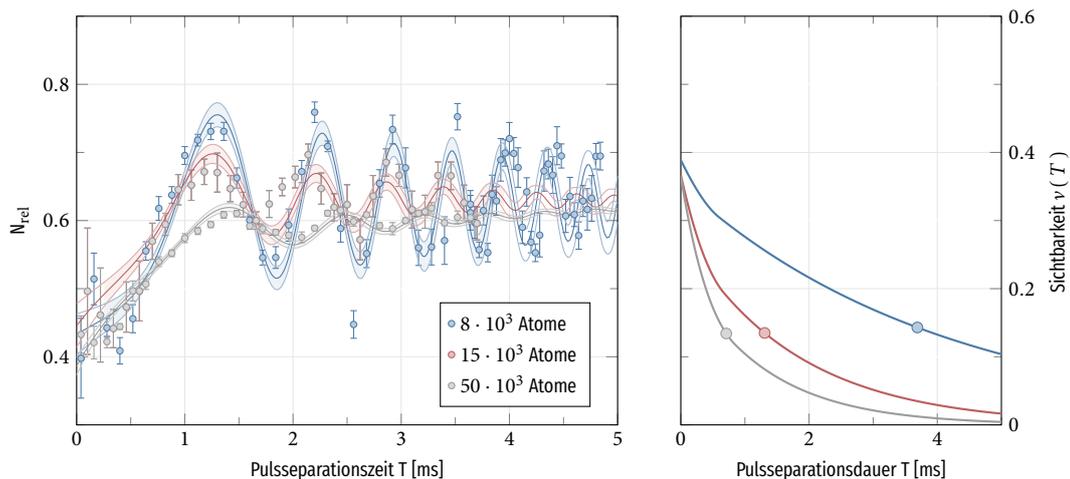


ABBILDUNG 5.8: **Links:** Interferometersignale  $N_{\text{rel}} = \frac{\nu(T)}{2} \cos(\Phi) + c$  für  $0 \leq T \leq 5 \text{ ms}$  mit  $N_{\text{Sum}} = 8 \cdot 10^3$  (blau),  $N_{\text{Sum}} = 15 \cdot 10^3$  (rot) und  $N_{\text{Sum}} = 50 \cdot 10^3$  (grau) Atomen. Die Diskrepanz der Oszillationsfrequenzen ist durch Änderungen der Verkipfung des optischen Tisches zwischen den Messungen zu erklären. **Rechts:** Die aus den Ausgleichskurven (links) entnommene Sichtbarkeit  $\nu$  in Abhängigkeit der Pulsseparationsdauer  $T$ . Die Punkte markieren den Zeitpunkt  $\nu(T) = \nu^{(0)}/e$ .

<sup>4</sup>Der Messwert bei  $T = 6,36 \text{ ms}$  wurde bei der Bestimmung der Ausgleichskurve nicht berücksichtigt.

Phasenfluktuationen im Interferometer führen zusätzlich zu einer Verschiebung der Phase des Ausgangssignals und folglich (bei zeitlich variierenden Phasenschüben) zu einer Verminderung der Sichtbarkeit. Neben Vibrationen sind Intensitätsfluktuationen des Wellenleiterpotentials [67] und Atomzahlfluktuationen mögliche Quellen zur Verminderung der Sichtbarkeit. Im Folgenden wird auf die dichte-, größen- und geschwindigkeitsabhängigen sichtbarkeits- und kontrastreduzierenden Effekte eingegangen.

## Die Dichteabhängigkeit

Die Wechselwirkungsenergie im BEC skaliert mit der Maximaldichte  $\rho_{max}$  im atomaren Ensemble, welche wiederum von der Gesamtatomzahl im BEC abhängig ist (siehe Abb. A.16). Der Einfluss der Wechselwirkungsenergie auf die Sichtbarkeit des Interferometers kann daher durch die Variation der Atomzahl im Wellenpaket gezeigt werden. Die Atomzahl des erzeugten BECs ( $N_{Sum} = 10^5$ ) wird hierfür durch die Änderung der Transfereffizienz in der Zustandspräparation (siehe Kap. 3.9) auf den entsprechenden Wert reduziert. Der Vorteil einer Anpassung der Atomzahl nach der Kondensation durch die Variation der Dauer des Mikrowellenpulses beim Transfer von  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$  ist, dass die Evaporationsparameter zur Erzeugung des BECs nicht geändert werden müssen. Die Fallenfrequenzen zum Ende der Evaporation bleiben somit konstant. Die "Blow-away" (engl. für Wegpusten) -Pulse in der Zustandspräparation garantieren weiterhin einen reinen Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  für die Interferometrie. Abbildung 5.8 stellt die Ausgangssignale des Interferometers sowie die Verläufe der Sichtbarkeit für Interferometerdauern  $0 \leq 2T \leq 10$  ms für drei verschiedene Gesamtatomzahlen  $N_{Sum} = 8 \cdot 10^3$  (blau),  $15 \cdot 10^3$  (rot) und  $55 \cdot 10^3$  (grau) dar. Die initiale Sichtbarkeit (bei  $T = 0$ ) beträgt 0,39 ( $N_{Sum} = 8 \cdot 10^3$ ), 0,37 ( $N_{Sum} = 15 \cdot 10^3$ ) und 0,36 ( $N_{Sum} = 55 \cdot 10^3$ ). Die Dämpfung der Sichtbarkeit steigt mit der Gesamtatomzahl im Interferometer. Des Weiteren weisen die Dämpfungsraten  $\tau$  eine Abhängigkeit von der Interferometerdauer auf. Unter der Annahme, dass die Reduktion der Sichtbarkeit durch die Wechselwirkungsenergie des Ensembles dominiert wird, sind zwei Effekte zu berücksichtigen. Die Verringerung der Ensembledichte durch Dispersion (siehe Abb. A.16) sowie durch das Separieren der Teilwellenpakete beim Aufspannen des Interferometers (siehe Kap. A.10). Diese Effekte lassen sich durch ihre Zeitkonstanten unterscheiden. Die dispersionsbedingte Dauer zur Halbierung der Maximaldichte beträgt  $t_{\rho_{max}/2} = 17,7$  ms. Dies kann die starke Reduktion der

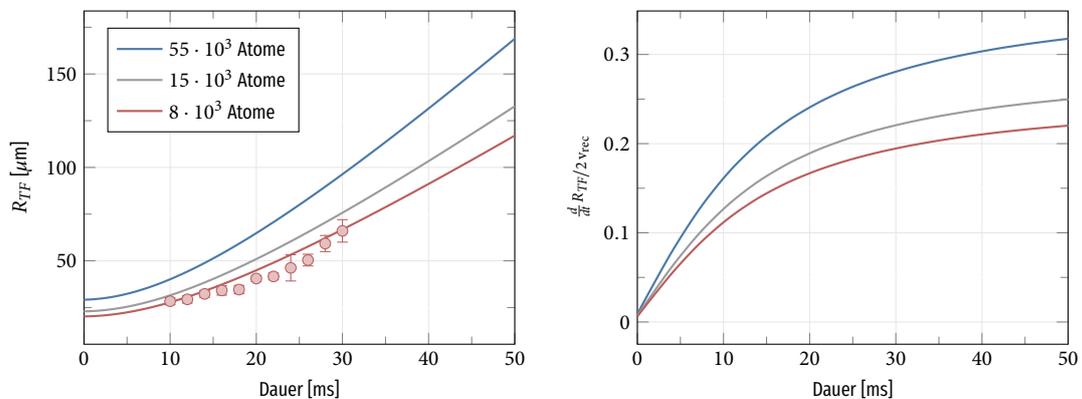


ABBILDUNG 5.9.: **Links:** Simulierte Expansion des BECs im Wellenleiterpotential für  $N_{Sum} = \{0, 1; 0, 55 \text{ und } 1\} \cdot 10^5$  Atome über die Zeit.  $t = 0$  ms entspricht dem Abschalten des transversalen Dipolstrahls. **Rechts:** Ist die korrespondierende Ausbreitungsgeschwindigkeit in Einheiten des 2-Photonen-Rückstoßes ( $2v_{rec}$ ) dargestellt.

Sichtbarkeit für  $0 \leq T \leq 1$  ms nicht erklären. Die Dauer der Separation der Teilwellenfunktionen ist durch die Größe des Ensembles und die differentielle Geschwindigkeit  $\Delta v = 4 \cdot v_{\text{rec}}$  definiert. Für die hier verwendeten Gesamtatomzahlen beträgt  $t_{\rho_{\text{max}}/2} < 1$  ms, was die starke Änderung der Dämpfungsrate für  $T < 1$  ms erklären kann. Der zeitabhängige Kontrastverlauf ist daher, unter Vernachlässigung der Dispersion, durch  $C(t) = C_0 \cdot e^{-\tau(t)}$  mit  $\tau(t) = \int \rho_{\text{max}}(t) dt$  gegeben (siehe Kap. A.10).

## Die Impulsabhängigkeit

Neben dem direkten Einfluss der Wechselwirkungsenergie auf die Phase des Wellenpakets führt diese zu einer beschleunigten Verbreiterung der Impulsverteilung. Da die Dichte im Wellenleiter nur durch die Expansion entlang einer Dimension verringert werden kann, ist die Expansionsgeschwindigkeit in dieser Richtung (für  $t > 0$ ) gegenüber einem freien Ensemble erhöht<sup>5</sup>. Die zeitliche Änderung der Ensemblegröße und Expansionsgeschwindigkeit im Wellenleiter ist für  $N_{\text{Sum}} = 8 \cdot 10^3$ ,  $15 \cdot 10^3$  und  $55 \cdot 10^3$  Atome in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Geschwindigkeitsverbreiterung führt zu einer Verschiebung der Resonanzbedingung über das Wellenpaket und zu einer Verminderung der Bragg-Beugungseffizienz mit der Expansionsdauer. Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist für einen  $\pi$ - und einen  $\pi/2$ -Puls in Abbildung 5.10 dargestellt. Das Wellenpaket wird dazu aus der gekreuzten ODT mit verschiedenen Fallenfrequenzen  $\omega_{\text{Longitudinal}} = 2\pi \cdot \{8,5$  (grau),  $12,7$  (rot),  $14,2$  (blau)} Hz in den Wellenleiter geladen<sup>6</sup>. Die Variation der Expansionsdauer von 2 ms bis 22 ms macht die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Beugungseffizienz sichtbar. Die  $\pi$ -Pulse zeigen auf Grund der doppelten Pulsdauer eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der Impulsbreite als die  $\pi/2$ -Pulse. Für die im Interferometer verwendeten Parameter ( $N = 8 \cdot 10^3$ ,  $\omega_{\text{init,Long}} = 2\pi \cdot 8,5$  Hz, siehe Abb. 5.8) reduziert sich die Effizienz des Spiegelpulses von 85 % bei  $t_{\text{warte}} = 0$  ms auf 77% bei  $t_{\text{warte}} = 22$  ms während die Effizienz des Strahlteilers annähernd konstant bleibt. Der maxi-

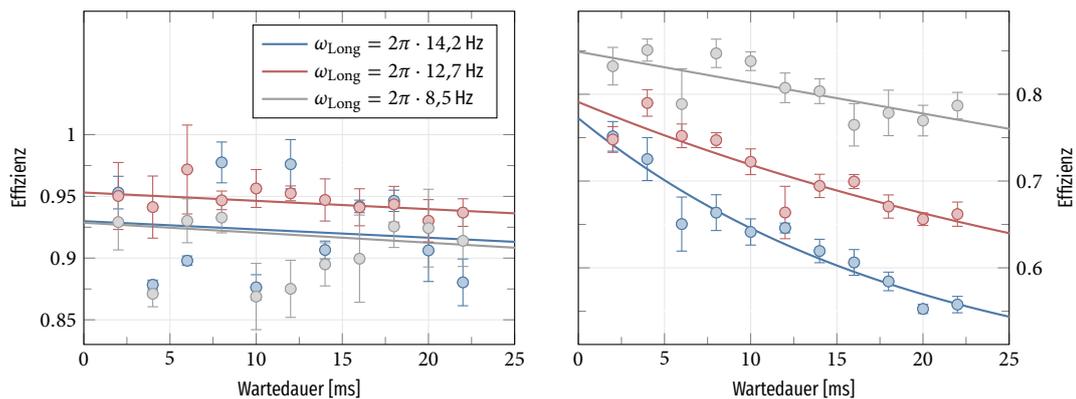


ABBILDUNG 5.10: Effizienzen des  $\pi/2$ -Pulses (links) und  $\pi$ -Pulses (rechts) in Abhängigkeit der Haltedauer im Wellenleiter vor dem Puls. Das Wellenpaket wird aus einer gekreuzten ODT mit Fallenfrequenzen  $\omega_{\text{Longitudinal}} = 2\pi \cdot \{8,5$  (grau),  $12,7$  (rot),  $14,2$  (blau)} Hz in den Wellenleiter geladen und die Expansionsdauer von 2 bis 22 ms inkrementiert. Diese Dauer entspricht dem Impulsbreitenintervall  $0,07 \leq v_{\sigma, R_{\text{TF}}} \leq 0,36 v_{\text{rec}}$ . Die Pulsdauern betragen  $t_{\pi/2} = 90 \mu\text{s}$  und  $t_{\pi} = 180 \mu\text{s}$ . Die geringere Fourierbreite des  $\pi$ -Pulses gegenüber dem  $\pi/2$ -Puls bewirkt die stärkere Effizienzreduktion bei größeren Impulsbreiten. Die deutliche Steigerung der Effizienz im Vergleich zu Abb. 5.6 ist auf die Verwendung gaußförmiger Pulse zurückzuführen.

<sup>5</sup>Die radiale Ausbreitung ist aufgrund der deutlich höheren Fallenfrequenzen gegenüber der longitudinalen Ausbreitung vernachlässigbar.

<sup>6</sup>Die radialen Fallenfrequenzen betragen  $\omega_{\text{ver}} = 2\pi \cdot 84 \pm 1$  Hz und  $\omega_{\text{hor}} = 2\pi \cdot 48 \pm 1$  Hz.

male Kontrast des Interferometers wird somit durch die Effizienzreduktion der Strahlteiler von  $C = 73\%$  ( $T = 0,2\text{ ms}$ ) auf  $C = 0,71\%$  bei einer Pulsseparationsdauer von  $T = 5\text{ ms}$  reduziert (diese Messung wurde mit gaußschen Pulsen durchgeführt).

## Die räumliche Abhängigkeit

Die räumliche Ausbreitung des atomaren Ensembles bewirkt eine starke Abhängigkeit von der Güte des Wellenleiterpotentials. Die Beugungsmaßzahl  $M^2$  des Wellenleiter-Lichtfeldes beträgt hinter dem Faserkollimator  $M^2 \leq 1,1$ . Optische Elemente wie Verzögerungsplatten und die Vakuumfenster führen jedoch zu zusätzlichen Störungen des Lichtfeldes. Insbesondere bewirkt Lichtgranulation (*engl. Speckle*) durch Interferenzen eine schnelle räumliche Variation der Lichtintensität. Diese kann als "Rauigkeit" des Wellenleiterpotentials verstanden werden<sup>7</sup>. Diese Modulation des Fallenpotentials prägt dem Wellenpaket beim Passieren eine lokale Phase auf. Mit steigender Ensemblegröße nimmt die aufgeprägte Phase über das Ensemble durch die Störungen im Potential zu. Als Resultat wäscht das Signal aus und der Kontrast wird reduziert.

Im Experiment ist die Unterscheidung zwischen ausdehnungs- und geschwindigkeitsbedingter Reduktion der Sichtbarkeit schwierig, da die Dämpfung der Sichtbarkeit durch die Variation der Interferometerdauer  $2T$  bestimmt wird. Die Kopplung der Größe und der Ausbreitungsgeschwindigkeit führt während der Messung zu einem stetigen Anwachsen des Ensembles. Ein qualitatives Verhalten lässt sich jedoch durch die Variation der Ausgangsparameter bestimmen. Eine einfache Möglichkeit ist, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, die Änderung der ODT Fallenfrequenzen vor dem Beladen des Wellenleiters. Abbildung 5.11 stellt den Verlauf der Sichtbarkeit sowie die Zeitkonstanten der Sichtbarkeitsreduktion für zwei initiale Fallenfrequenzen entlang des Wellenleiters ( $\omega_{\text{long}} = 2\pi \cdot 8,5\text{ Hz}$  und  $14,2\text{ Hz}$ ) dar. Die Messungen wurden jeweils mit zwei

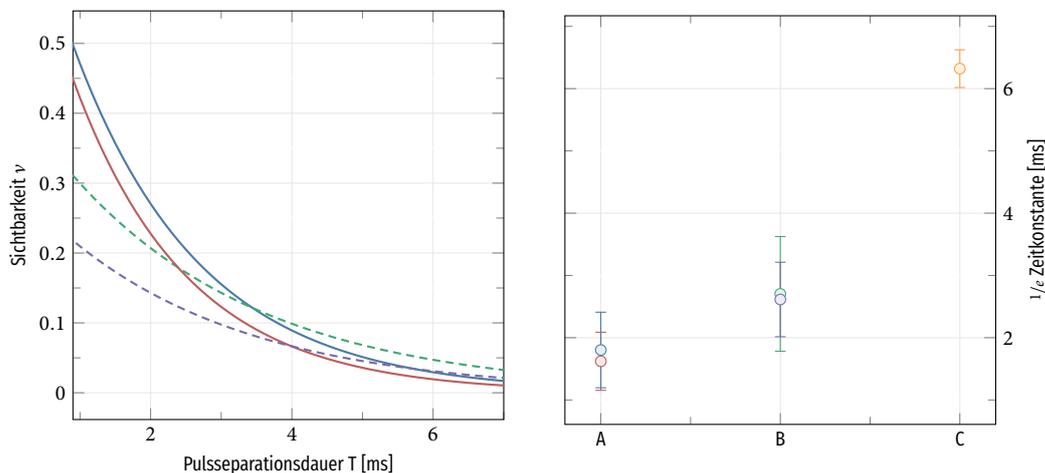


ABBILDUNG 5.11.: **Links:** Sichtbarkeit des Interferometersignals über die Pulsseparationsdauer für longitudinale Fallenfrequenzen  $\omega = 2\pi \cdot 8,5\text{ Hz}$  (gestrichelt) und  $\omega = 2\pi \cdot 14,2\text{ Hz}$  (durchgezogen) bei der Kondensation. Die Messungen wurden jeweils mit zwei unterschiedlichen Anfangskontrasten durchgeführt (rot und blau bzw. grün und lila). **Rechts:** Zeitkonstante bei der die Sichtbarkeit auf  $1/e$  abgefallen ist. **A** entspricht der initialen Fallenfrequenz  $\omega = 2\pi \cdot 14,2\text{ Hz}$ , **B** entspricht  $\omega = 2\pi \cdot 8,5\text{ Hz}$  und **C** dem Delta-Kick kollimierten Ensemble aus Abb. 5.7. Die zu Grunde liegenden Messungen für **A** und **B** sind in Abbildung A.17 dargestellt.

<sup>7</sup>Speckle-Muster können im experimentellen Aufbau durch Imperfektionen an den optischen Oberflächen und Beugungen an Staubteilchen im Strahlengang verursacht werden. Zusätzlich bestehen Teilreflexionen an den im Experiment verwendeten Strahlblockern. Die absorbierende Beschichtung der Metalloberflächen zeigt eine starke Rauigkeit und strahlt diffus ab. Dadurch entstehen grobe, kontrastreiche Speckle-Muster [222].

unterschiedlichen Anfangskontrasten durchgeführt (vgl. Abb. A.17).

Die anfängliche Sichtbarkeit des Interferometersignals ist für Ensemble mit geringer Ausdehnung (rote und blaue Linie) gegenüber ausgedehnten Ensembles (grün und lila gestrichelt) deutlich erhöht. Dieses Verhalten steht entgegen der Effizienzmessung des Spiegelpulses (vgl. Abb. 5.10) und deutet auf einen reinen Ausdehnungseffekt hin. Die größere Dispersionsgeschwindigkeit führt während des Interferometers zu einem stärkeren Anwachsen der Ensemblegröße. Die beobachtete Dämpfung der Sichtbarkeit ist erhöht. Wird die Ausdehnungsrate durch eine Delta-Kick Manipulation nachträglich vermindert (C in Abb. 5.11) zeigt sich eine weitere Reduktion der Dämpfung.

## Der longitudinale Einschluss des Wellenleiterpotentials

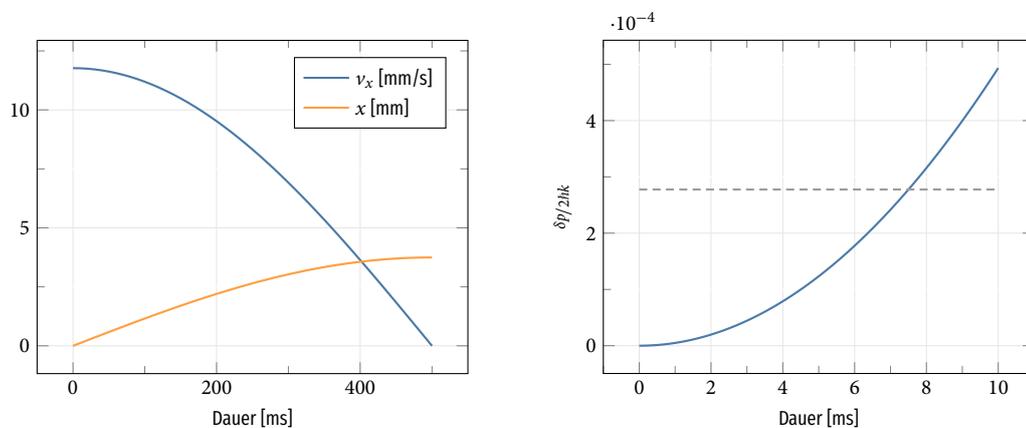


ABBILDUNG 5.12: (Links:) Simulation der Massenschwerpunktsbewegung eines Teilensembles im Wellenleiter nach dem Strahlteiler. Die Anfangsgeschwindigkeit (blau) entspricht dem 2-Photonen-Rückstoß ( $v_{ini} = 2v_{rec}$ ). Die Trajektorie im Ortsraum ist in orange dargestellt. Rechts: Absolute Änderung des Impulses durch das Wellenleiterpotential nach dem Strahlteiler in Einheiten von  $= 2v_{rec}$ . Hervorgehoben ist der Impulsverlust bei  $t = 7,5$  ms (grau gestrichelt). Dies entspricht der maximalen Interferometerdauer  $T$  aus Abb. 5.7.

Ein weiterer Effekt ist durch das flache Potential entlang des Wellenleiters gegeben, welches eine rücktreibende Kraft auf die Atome ausübt. Dessen Zeitkonstante ist durch die longitudinale Fallenfrequenz gegeben. Abbildung 5.12 zeigt die simulierten Verläufe im Ort und der Geschwindigkeit des Ensembles nach dem Bragg-Strahlteiler sowie den Betrag des vom Potential reduzierten Impulses in Einheiten von  $2\hbar k$ . Für Interferometerdauern mit  $2T = 14,8$  ms beträgt der aufgenommene Impuls  $\Delta p / 2\hbar k = 2,8 \cdot 10^{-4}$ . Für kurze Interferometerdauern  $T$  wird dieser Effekt deutlich von der Dispersion des Ensembles überdeckt. Für große Interferometerdauern ( $T \sim 100$  ms) muss jedoch der Einfluss des Potentials berücksichtigt werden.

## Fazit zur Sichtbarkeits- und Kontrastreduktion

In diesem Abschnitt wurde der Einfluss des Wellenleiterpotentials sowie der Einfluss der Dichte, der Impulsbreite und Ausdehnung des Ensembles auf die Sichtbarkeit des Interferometers untersucht. Die unterschiedlichen Effekte können anhand ihrer Wirkungsdauer und Stärke voneinander unterschieden werden. Für die Untersuchung dichteabhängiger Effekte wurde die Atomzahl im BEC variiert. Mit steigender Ensembledichte nimmt die Sichtbarkeit deutlich ab.

Die stärkste Sichtbarkeitsreduktion tritt in der ersten ms, während die Teilensemble noch überlappen, auf.

Die Impulsbreite reduziert die Sichtbarkeit des Interferometers zum einen durch die Reduktion der Beugungseffizienz und zum anderen durch ihren Einfluss auf die Ausdehnung des Ensembles mit steigender Interferometerdauer. Die Sichtbarkeitsreduktion durch die räumliche Ausdehnung des Ensembles ist durch das Wellenleiterpotential gegeben. So können schnelle räumliche Variationen des Potentials lokale Phasen auf die Teilensembles aufprägen. Die Krümmung des Potentials prägt zusätzlich einen Phasengradienten über das Ensemble auf.

Der Longitudinale Einschluss bremst die Teilensembles während der Propagationsdauer kontinuierlich ab und führt dazu, dass das Interferometer nicht perfekt geschlossen wird. Für die in diesem Experiment erreichten Pulsseparationsdauern von  $T \leq 7,4$  ms beträgt die Reduktion des Impulses  $\delta p/2\hbar k \leq 2,8 \cdot 10^{-4}$  und liegt somit deutlich unterhalb der Impulsbreite des Ensembles. Die Impulsreduktion durch den longitudinalen Einschluss kann somit hier vernachlässigt werden. Für lange Interferometriedauern gilt es jedoch diesen Effekt auf Grund des stetig steigenden Einflusses zu berücksichtigen.

## 5.5. Einordnung der Ergebnisse

Das in dieser Arbeit realisierte geführte Mach-Zehnder Atominterferometer ermöglicht die Messung von Beschleunigungen entlang der Interferometerachse. Die Interferometerachse ist durch ein quasi-1D Wellenleiterpotential definiert, welches die Erdbeschleunigung ausgleicht und für einen radialen Einschluss sorgt. Die Strahlteilung, Impulsspiegelung und Rekombination des atomaren Ensembles basiert auf der Doppel-Bragg-Beugung an bewegten Lichtgittern.

Neben kompakten Atominterferometern mit frei fallenden Atomen zur Messung von Beschleunigungen [48, 219] und Rotationen [69], wurde eine Vielzahl an geführten Atominterferometern realisiert. Grundsätzlich kann zwischen magnetisch und optisch geführten Interferometern unterschieden werden. Auf magnetischen Potentialen basierende Interferometer bieten gegenüber optisch geführten Interferometern den Vorteil kurzer Zykluszeiten und hoher Fallenfrequenzen [197]. Sie besitzen jedoch aufgrund der Verwendung magnetisch sensitiver Zustände eine starke Kopplung an magnetische Streufelder.

Die erste Realisierung eines geführten Atominterferometers war ein Mach-Zehnder Interferometer in einem magnetischen Potential [63]. Die erreichten Interferometerdauern in magnetisch geführten Mach-Zehnder Interferometern betragen  $2T = 36$  ms [66, 73]. In diesen Experimenten ist die Kontrastreduktion durch interatomare Wechselwirkungen im Vergleich zu optisch geführten Atominterferometern auf Grund der geringeren radialen Fallenfrequenzen ( $\omega/2\pi = 3$  Hz bzw. 6 Hz) und Dichten stark reduziert [223].

Im Forschungsfeld der geführten Atominterferometrie in quasi-1D optischen Potentialen wurden, neben dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment, weitere Experimente realisiert [67, 190, 208, 225, 226].

Das auf Bragg-Beugung basierte Interferometer der Arbeitsgruppe um N. P. Robins [67] ermöglicht die Erzeugung von BECs der Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . In Mach-Zehnder Konfiguration zeigt es mit  $^{87}\text{Rb}$  eine Sensitivität von  $\Delta a = 7 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$  bei einer Sichtbarkeit  $\nu \geq 0$  für Interferometriedauern von  $2T \leq 3$  ms. Die Erreichbarkeit der magnetischen Feshbach-Resonanzen ( $|B| = 150$  G) von  $^{85}\text{Rb}$  ermöglicht die Manipulation der atomaren Streulänge  $a_s$  in diesem Experiment. Ein Vergleich interferometrischer Messungen von nicht wechselwirkenden Atomen

( $a_s = 0 a_0$ ) mit hellen Solitonen (*engl. bright solitons*) bei  $a_s = -30 a_0$  zeigt eine Erhöhung der möglichen Interferometerdauern von  $2T \leq 4$  ms auf  $2T = 8$  ms bei einer Sichtbarkeit  $\nu \sim 11$  % [40]. Des Weiteren konnte ein geführtes Interferometer mit  $80 \hbar k$  Impulsübertrag und Pulsseparationsdauern von  $T = 1,3$  ms mit einer Sensitivität von  $\Delta a = 7 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}^2 / \sqrt{\text{Hz}}$  demonstriert werden [68].

Bei der Verwendung eines geführten Mach-Zehnder Bragg-Interferometers zur Vermessung des Wellenleiterpotentials auf der magischen Wellenlänge von  $^{87}\text{Sr}$  konnte in der Gruppe um H. Katori [190] ein Interferometer mit einer Pulsseparationszeit von  $T = 2,2$  ms bei einer Sichtbarkeit von  $\nu \approx 20$  % demonstriert werden.

Parallel zu den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde in der Gruppe um Prof. Birkel die Doppel-Bragg-Strahlteilung im Wellenleiter gezeigt [208]. Die Kohärenz der Impulsmanipulation wurde durch ein Ramsey Interferometer mit Interferometerdauern von  $2T = 210 \mu\text{s}$  demonstriert.

In den jüngsten Publikationen der Gruppe um M. Boshier werden ein geführtes  $^{87}\text{Rb}$  Sagnac-Interferometer [225] sowie ein geführtes "multi-loop" Mach-Zehnder Interferometer mit  $^{39}\text{K}$  BECs [226] demonstriert. In den beiden Experimenten werden Stehwellen-Lichtpulse zur Strahlteilung mit einer hohen Effizienz verwendet. Im Sagnac-Interferometer werden Interferometerdauern von bis zu 80 ms bei einer Sichtbarkeit von  $\nu = 20$  % für  $N = 10^3$  Atome erzielt. Das "multi-loop" Mach-Zehnder Interferometer ermöglicht unter Verwendung von Feshbach-Resonanzen eine Interferometerdauer von bis zu 0,9 s bei einer Pulsseparationsdauer von  $T \sim 1,1$  ms und  $n = 400$  Umläufen.

Das in dieser Arbeit realisierte Doppel-Bragg Interferometer ermöglicht im Gegensatz zum "Multi-loop" Interferometer der Gruppe um M. Boshier die Messung konstanter Beschleunigungen. Des Weiteren schließt das hier realisierte Interferometer, im Vergleich zum Interferometer der N. P. Robins Arbeitsgruppe [67], auf Grund des doppelten differentiellen Impulses die doppelte Fläche in der Raumzeit ein (bei gleicher Pulsseparationsdauer  $T$ ). Die erreichten Interferometerdauern von  $2T = 14,8$  ms mit einer Sichtbarkeit von  $\nu \sim 5$  % übertreffen das geführte (einfach) Bragg-Interferometer deutlich und weisen auf eine gesteigerte Robustheit gegenüber Vibrationen hin. Die Ungenauigkeit (Standardfehler der Ausgleichskurve) der Projektion der Erdbeschleunigung konnte in dieser Arbeit zu  $\Delta g_{\text{eff}} = \pm 1,63 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}^2$  bestimmt werden. Die Sichtbarkeit für kurze Interferometerdauern ( $T \leq 1$  ms) beträgt bis zu  $\nu \sim 38$  % (vgl. Abb. 5.8) und ist vergleichbar mit den in [67] erreichten Ergebnissen.

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau geschaffen, mit dem sich eine Vielzahl von Methoden der geführten Interferometrie untersuchen lassen: Doppel-Bragg basierte Interferometrie in einem Wellenleiter, hybride Atominterferometrie sowie Interferometrie mit gefangenen Atomen. Die Interferometrie im Wellenleiter wurde in dieser Arbeit intensiv untersucht. Die erzielten Ergebnisse sowie weiterführende Schritte zur Verbesserung des Interferometers im Wellenleiter werden in Abschnitt A) diskutiert. Im Weiteren wird ein Ausblick auf die Hybride Atominterferometrie (Abs. B) und die Interferometrie mit gefangenen Atomen (Abs. C) gegeben, welche auf der Verwendung zeitlich gemittelter Lichtfelder basieren.

Im Experiment ist die Erzeugung des BECs der erste Schritt auf dem Weg zur Realisierung geführter Atominterferometer, da ein solches Ensemble mit seiner geringen Ausdehnung, geringen Dispersion und hohen Kohärenz sowie einer guten theoretischen Beschreibbarkeit exzellente Voraussetzungen bietet. Zur Erzeugung des BECs werden Rubidiumatome mittels Doppler-, Sub-Doppler und evaporativer Techniken gekühlt und sukzessive die Phasenraumdicke erhöht. In diesem Experiment werden so BECs mit bis zu  $4 \cdot 10^5$  Atomen innerhalb von 19 s zuverlässig in magnetisch insensitiven Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  in einer gekreuzten Dipolfalle erzeugt<sup>1</sup>.

Als Vorbereitung zur geführten Atominterferometrie im Wellenleiter wurden Untersuchungen zum Beladen des Wellenleiterpotentials durchgeführt. Da der Transfer aus der gekreuzten Dipolfalle in das Wellenleiterpotential auf Grund der starken Änderung der Potentialgeometrie (für Transferdauern  $T < 100$  s) diabatisch ist, werden bei einem stetigen Absenken des transversal einschließenden Potentials Quadrupoloszillationen des Ensembles angeregt. Intrinsisch folgt daraus ein Kompromiss zwischen der verwendeten Umladedauer und der Anregungsstärke des BECs. Einen Ausweg bietet jedoch die sogenannte Delta-Kick Manipulation, mit deren Hilfe die Ausbreitung des BECs gestoppt und eine Abkürzung zur Adiabaticität realisiert werden kann. Zum Verständnis der Ensembledynamik während des Beladens und der Delta-Kick Manipulation wurde der zeitliche Verlauf der Ensembleausdehnung unter Verwendung des Skalierungsansatzes simuliert. Diese Simulation weist eine sehr gute Übereinstimmung mit den am Experiment beobachteten Daten auf und ermöglichte die Vorhersage einer optimalen Experimentsequenz. Mit Hilfe dieser Sequenz kann die maximale Impulsbreite des Ensembles während der Oszillation von  $\Delta p_{\max} = 1,7 \hbar k$  auf  $\Delta p_{\max} = 0,07 \hbar k$  reduziert werden. Dies entspricht einer Dämpfung der Oszillation von  $\sim 14$  dB bei einer Umladedauer von  $< 0,5$  s.

## A) Interferometrie in einem Wellenleiter

Bei der geführten Atominterferometrie im Wellenleiter hält das Potential das atomare Ensemble während der Interferometriedauer gegen die Gravitation. Im Vergleich zu Freifallinterferometern ermöglicht dies eine deutliche Kompaktifizierung des Experimentaufbaus für große Pulsseparationsdauern. Das in dieser Arbeit geschaffene Atominterferometer ist die erste Realisierung

<sup>1</sup>Die Dauer zur Erzeugung des BECs konnte in der Zwischenzeit durch Verbesserungen am MOT- und am Dipolfallen- Lasersystem und der Verwendung zeitlich gemittelter optischer Potentiale auf 6 s reduziert werden.

eines geführten Mach-Zehnder Interferometers in einem optischen Wellenleiterpotential unter Verwendung von Doppel-Bragg Beugung. Die symmetrische Aufspaltung ( $\Delta p = \pm 2 \hbar k$ ) der Wellenpakete durch Doppel-Bragg bietet gegenüber der einfachen Bragg-Beugung den Vorteil, dass für Interferometer um den Symmetriepunkt des Wellenleiterpotentials das Aufprägen einer differentiellen Phase durch das Potential entfällt. Die maximale Interferometriedauer ist durch den Kontrastverlust des Signals limitiert. Wie in dieser Arbeit gezeigt, ist der Kontrastverlust geführter Atominterferometer primär durch drei Größen bestimmt: Die Atom-Atom Wechselwirkung, die Ausdehnung des Ensembles und dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit. Diese drei Effekte lassen sich durch eine geringe Atomzahl und mit Hilfe einer Delta-Kick Manipulation deutlich reduzieren. Für ein Delta-Kick manipuliertes Ensemble mit  $\sim 8000$  Atomen konnte ein geführtes Atominterferometer mit Pulsseparationsdauern von bis zu 7,4 ms bei einer Sichtbarkeit von  $\sim 5\%$  demonstriert werden. Daraus ergibt sich eine Winkelgenauigkeit von  $\Delta\alpha = \pm 17,5 \mu\text{rad}$  bzw. eine Beschleunigungsgenauigkeit von  $\Delta g_{\text{eff}} = \pm 1,63 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}^2$ .

Für die zukünftige Verbesserung der Sensitivität des geführten Atominterferometers in diesem Experiment ist die Steigerung der Bragg-Beugungseffizienz sowie die weitere Verminderung der interatomaren Wechselwirkung entscheidend. Können die in dieser Arbeit demonstrierten Beugungseffizienzen (90,2 % für  $\pi/2$ - und 73 % für  $\pi$ -Puls) auf die in der Gruppe um G. Birkel demonstrierten Werte (99 %,  $\pi/2$ - und 98 %,  $\pi$ -Puls) [208] gesteigert werden, ließe sich ein initialer Kontrast von  $C = 96\%$  erzielen. Unter der Prämisse einer unveränderten Kontrastreduktion (wie beobachtet in diesem Experiment in Abb. 5.7) könnte dadurch eine Pulsseparationsdauer von 38 ms bei einer Sichtbarkeit von 5 % erzielt werden.

Der Einfluss der interatomaren Wechselwirkung auf das Interferometer ist primär durch die Dichte des Wellenpaketes gegeben.<sup>2</sup> Eine geringe Atomzahl bedingt eine geringe Wechselwirkungsenergie und ermöglicht eine kompaktere Atomwolke nach der Delta-Kick Manipulation. Für zukünftige Messungen in diesem Experiment ist daher eine Reduktion der Atomzahl ratsam. Wie in jüngsten Publikationen von der Gruppe um M. Boshier [225, 226] gezeigt, können Interferometerdauern mit  $T = 80 \text{ ms}$  bei einer Sichtbarkeit von  $\nu \sim 20\%$  für  $N = 10^3$  Atome erzielt werden. Mit der Reduzierung der Atomzahlen auf  $N \sim 10^3$  zur Verlängerung der Interferometerdauer steigt jedoch das Phasenrauschen ( $\Delta\phi \sim 1/\sqrt{N}$ ) sowie das Detektionsrauschen. Diesen Effekten kann mit Hilfe von "Delta-Kick squeezing" [227] und transversal mitgeführten Potentialen (siehe Abschn. B) entgegen gewirkt werden.

## B) Hybrides Atominterferometer

Ein hybrides, geführtes Atominterferometer soll in diesem Zusammenhang ein im Wellenleiter geführtes Interferometer beschreiben, bei dem die Teilensembles während der Propagationsdauer  $T$  durch mitgeführte Potentiale dreidimensional eingeschlossen werden. Der zeitliche Verlauf eines solchen hybriden Interferometers ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt. Der Experimentaufbau wurde inzwischen um die Möglichkeit zur Erzeugung zeitlich gemittelter

<sup>2</sup>Die Wechselwirkungsenergie ist bei gegebener Dichte abhängig von der Streulänge. Im Qport Experiment ist eine Verringerung der Wechselwirkungsenergie durch die Reduktion der Streulänge auf Grund der benötigten Magnetfeldstärken bei  $^{87}\text{Rb}$  jedoch nicht möglich. Für Experimente mit Zugang zu geeigneten Feshbachresonanzen (wie dem ATLAS Experiment) würde die Verwendung "heller Solitonen" den wechselwirkungsbedingten Kontrastverlust deutlich reduzieren [40].

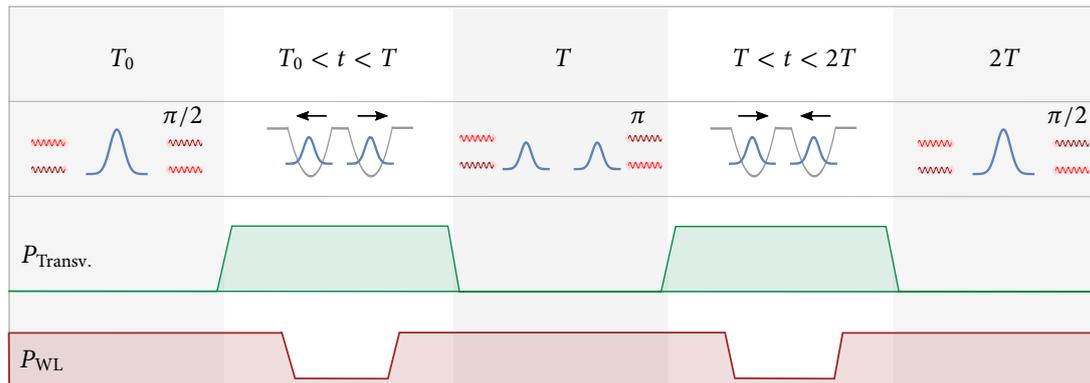


ABBILDUNG 6.1.: Zeitlicher Verlauf des Hybridinterferometers. Zum Zeitpunkt  $T_0$  wird das Mach-Zehnder Interferometer mit einem Doppel-Bragg  $\pi/2$ -Puls aufgespannt. Für  $T_0 < t < T$  und  $T < t < 2T$  werden die Teilwellenpakete durch die zeitlich gemittelten Potentiale ( $P_{\text{Avg}}$ ) entlang des Wellenleiters eingeschlossen und geführt. Während dieser Dauer wird das Wellenleiterpotential ( $P_{\text{WL}}$ ) zur Modenreinigung abgesenkt. Zum Zeitpunkt  $t = 0$ ,  $t = T$  und  $t = 2T$  werden der Strahlteiler-, Spiegel- und Rekombinationspuls appliziert.

Potentiale erweitert<sup>3</sup>, welche die Erzeugung hybrider Interferometer und Interferometer mit gefangenen Atomen (siehe Abschn. C) ermöglicht.

Die Präparation des Ensembles im Wellenleiter sowie die Techniken zum Aufspannen des hybriden Interferometers sind identisch zu dem in dieser Arbeit realisierten geführten Mach-Zehnder Interferometer. Jedoch werden während der Propagationsdauer  $T$  zusätzlich transversal mitgeführte optische Potentiale verwendet, die für einen dreidimensionalen Einschluss sorgen. Die Erweiterung um die zusätzlichen Potentiale bietet eine Vielzahl an Vorteilen. So verhindert das Führen u.a. das "Abbremsen" der Ensembles durch den Gradienten entlang des Wellenleiterpotentials (siehe Abb. 5.12), was sonst bei langen Interferometriedauern einen Kontrastverlust bewirken würde [225]. Des Weiteren verhindert der zusätzliche Einschluss die Dispersion der Wellenpakete, was auf Grund der geringeren Ausdehnung nach der TOF das Signal-Rausch-Verhältnis der Detektion verbessert (siehe Abb. 6.2). Zusätzlich kann die Verringerung der Dispersion eine deutliche Verbesserung des Interferometerkontrastes bewirken, wie mittels heller Solitonen bereits demonstriert [40].

Während im einfach geführten Mach-Zehnder Interferometer die Kompensation der Gravitation ausschließlich durch das Wellenleiterpotential gegeben ist, setzt sich die Falltiefe bei der Applikation zusätzlicher, longitudinal einschließender Lichtfelder aus der Summe der Potentiale zusammen. Dadurch ist es im hybriden Atominterferometer möglich, die Tiefe des Wellenleiterpotentials für die Dauer des Führens geringer, als die zur Gravitationskompensation benötigte Falltiefe zu wählen. Atome, die nicht der Schwerpunktsbewegung der Interferometerarme folgen, können demnach durch die Gravitation aus dem Wellenleiter entfernt werden. Das Entfernen der nicht gebeugten Atome aus dem Interferometer entspricht einer Modenreinigung und ermöglicht die Verbesserung des Interferometerkontrastes.

Im Weiteren können mit Hilfe des hybriden Atominterferometers erste Studien zur Charakterisierung der Techniken zur Impulsumkehr in Interferometern mit gefangenen Atomen (siehe Abschn. C) durchgeführt werden. Wird die gleichförmige Bewegung der Potentiale im hybriden Interferometer nach der ersten Propagationsdauer  $T$  gestoppt, führt der Impuls der Ensembles

<sup>3</sup>Der Aufbau sowie dessen Funktionsweise sind in Kap. A.5 zusammengefasst. Mit Hilfe der dabei verwendeten 2D-AODs können die Lichtfelder der optischen Dipolfalle zweidimensional verschoben und arbiträre Potentiale erzeugt werden.

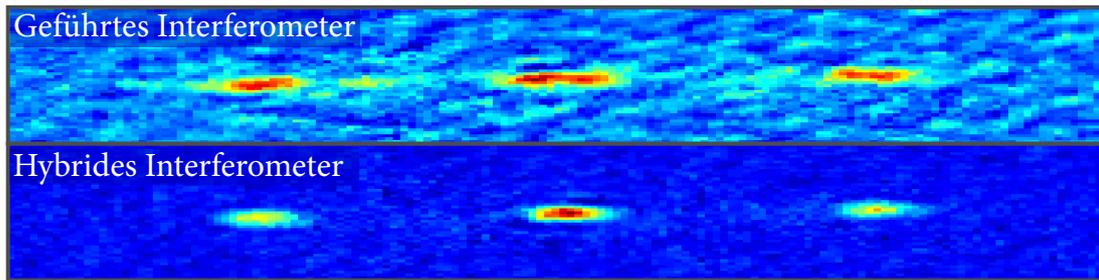


ABBILDUNG 6.2.: Absorptionsbild der Ausgänge ( $T = 3,5$  ms) eines geführten (**oben**) und eines hybriden Atominterferometers (**unten**). Die Atomzahl beträgt für beide Messungen  $N_{\text{sum}} \sim 10^4$  Atome.

zu einer Oszillation der Massenschwerpunkte um die Potentialminima. Entspricht die Halte-  
dauer der halben Oszillationsperiode  $t_{\pi\text{-Puls}} = \pi/\omega$ , ist der Impuls der Wellenpakete invertiert.  
Im Anschluss der zweiten Propagationsdauer  $T$  kann das Interferometer mittels Doppel-Bragg  
Beugung geschlossen werden. Der Einfluss der Impulsumkehr durch eine Reflexion an einem  
Potential kann somit in einem zuvor charakterisierten Interferometer untersucht werden.

### C) Interferometrie mit gefangenen Atomen

Interferometer mit gefangenen Atomen unterscheiden sich grundlegend von Freifall- und geführ-  
ten Atominterferometern bezüglich der verwendeten Techniken der Materiewellenstrahlteilung  
und -spiegelung. In Interferometern mit gefangenen Atomen wird die Teilung, Führung und Rekombi-  
nation der Ensembles alleinig durch eine zeitliche Änderung der einschließenden Potentiale  
realisiert (siehe Abb. 6.4). Diese Potentialgeometrien können durch magnetische [196], Supergit-  
ter [209, 210] oder zeitlich gemittelte optische Potentiale erzeugt werden. Gegenüber Chip- und  
Gitter-basierten Experimenten ermöglicht die Verwendung zeitlich gemittelter Lichtfelder die  
Erzeugung von Interferometern auf makroskopischen Skalen und bietet einen sehr unkomplizier-  
ten, nachträglichen Zugang zu den Potentialparametern, wie z.B. der Position, der Potentialgröße  
und der Anzahl der Potentialminima. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung zeitlich gemittelter  
Potentiale ist, dass die Lichtstrahlen der optischen Dipolfalle für deren Erzeugung verwendet  
werden können. Sind die zwei orthogonalen Dipolstrahlen, wie in diesem Experiment in jeweils  
zwei Raumrichtungen unabhängig voneinander kontrollierbar, können eine Vielzahl unterschied-  
licher Potentialgeometrien erzeugt und diese im Raum verschoben werden. So wird zum Beispiel  
für die Präparation vieler simultaner Interferometer die Kondensation mehrerer Ensembles sowie  
die Teilung eines großen BECs in viele unabhängige BECs ermöglicht (siehe Abb. 6.3a). Werden  
die BECs wie in Abbildung 6.3 (b und c) räumlich getrennt, kann jedes Ensemble unabhängig  
voneinander zum Aufspannen eines Interferometers genutzt werden. Abhängig von dem zeit-  
lichen Verlauf und der gewählten Geometrie können die Ensembles zur simultanen 6-Achsen  
( $x$ - , $y$ - , $z$ - Beschleunigung und Rotation) Inertialmessung oder zur Steigerung der Abtaste-  
rate entlang einer Achse verwendet werden<sup>4</sup>.

Interferometer mit gefangenen Atomen werden mit Hilfe der räumlichen Trennung der Materie-  
wellen durch die Barriere eines Doppelmuldenpotentials aufgespannt. Die kohärente Strahlteilung

<sup>4</sup>Bei der simultanen 6-Achsen Inertialmessung sowie der sukzessiven Messung zur Steigerung der Abtaste-  
rate müssen die Atomverteilungen aller Interferometer am Ende der Sequenz mit einem einzigen Bild ausgelesen werden.  
Für die sukzessive Messung ist es daher wichtig, dass die jeweiligen Interferometerausgänge stark voneinander getrennt  
werden (räumlich oder durch ein hohes Potential), um das Messergebnis während der Haltezeit (bis zur Detektion)  
nicht zu verändern.

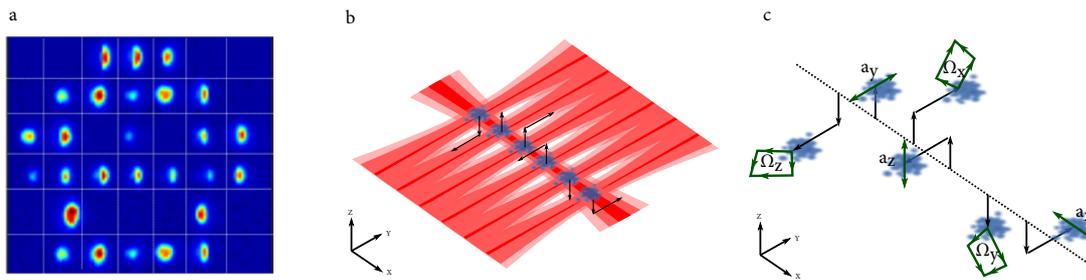


ABBILDUNG 6.3.: **a)** Demonstration der Erzeugung mehrerer simultaner BECs (2-7 Stk.) in zeitlich gemittelten Potentialen durch Teilung eines großen BECs. Jede Zeile entspricht einem Bild. Die Verteilung der Atomzahl und Position sind durch die differentiellen Fallentiefen bei der Teilung und Position des Fallenminimums definiert. **b)** Positionierung der einzelnen BECs zur unabhängigen Manipulation. **c)** Schematische Darstellung eines 6-Achsen Inertialsensors mit Hilfe gefangener Atome.

und Rekombination ist auf verschiedene Arten realisierbar und ist Gegenstand der momentanen Forschung des Projektes. Die drei zu untersuchenden Techniken sind: Der "tunnelbasierte Strahlteiler", der "impulsinduzierte Strahlteiler" sowie der "Sattelpunkt-Strahlteiler" (vgl. Abb. 6.4). Der Tunnelstrahlteiler basiert auf dem Tunneln des Wellenpakets durch die Potentialbarriere im Doppelmuldenpotential bei Entartung der Grundzustände der Minima [196, 209]. Mit steigender Barrierenbreite und -höhe nimmt die Tunnelrate ab und macht die Strahlteilung sensitiver gegenüber Störungen. Es ist daher von Vorteil kleine Lichtstrahldurchmesser zur Formung der Potentiale zu verwenden, welche möglichst schmale Potentiale und Barrieren formen können. Bei dem impulsinduzierten Strahlteiler (Abb. 6.4b) wird das Ensemble im harmonischen Potential entlang der Interferometrieachse in Richtung des zweiten Potentials beschleunigt. Überlappen die Potentiale, formen sie das Doppelmuldenpotential. Die Bewegung des Potentials wird zu diesem Zeitpunkt gestoppt. Auf Grund der kinetischen Energie des Ensembles ist die Dynamik im Vergleich zum Tunnelstrahlteiler deutlich erhöht. Das Teilungsverhältnis ist hier primär durch das Verhältnis der Barrierenhöhe zur kinetischen Energie bestimmt. Die dritte Technik zur Strahlteilung ist eine diabatische Änderung des harmonischen Potentials zu einem Doppelmuldenpotential (Sattelpunkt-Strahlteiler). Dabei wird das Ensemble auf das

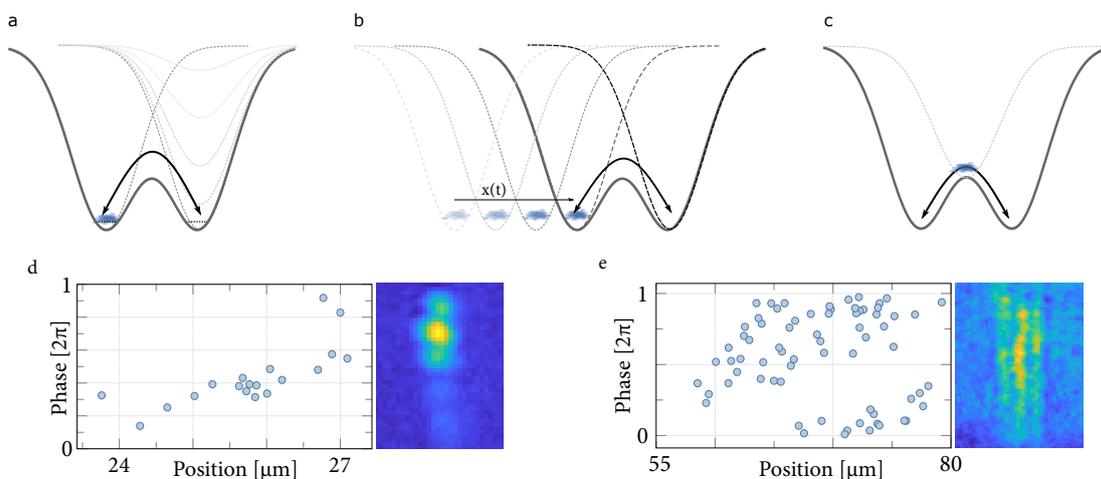


ABBILDUNG 6.4.: Schematische Darstellung des **(a)** Tunnelstrahlteilers, **(b)** impulsinduzierten Strahlteilers und **(c)** Sattelpunkt-Strahlteilers für die Atominterferometrie mit gefangenen Atomen. Dargestellt ist die Phase der Interferenz nach einer Oszillation im geführten Interferometer in Abhängigkeit der Ensembleposition unter Verwendung des **(d)** impulsinduzierten Strahlteilers bzw. des **(e)** Sattelpunkt-Strahlteilers sowie jeweils eine Absorptionsaufnahme. Die Oszillationsdauern der Interferometer betragen **(d)** 47 ms und **(e)** 26 ms.

Zentrum der Potentialbarriere platziert. Die abstoßende interatomare Wechselwirkung führt zusammen mit dem Potentialgradient zur Teilung des Ensembles.

Die Atominterferometrie mit gefangenen Atomen in zeitlich gemittelten, optischen Potentialen erfordert zunächst die Charakterisierung der Techniken zur kohärenten Strahlteilung der Ensembles. Für den Sattelpunkt-Strahlteiler sowie den impulsinduzierten Strahlteiler konnte in ersten Messungen die Kohärenz des Strahlteilungsprozesses durch eine stabile Phase bei der Interferenz der Teilensembles gezeigt werden. Im weiteren Verlauf soll der Tunnelstrahlteiler bezüglich der erreichbaren Tunnelraten und seiner Stabilität in Abhängigkeit der verwendeten Potentialgröße untersucht werden.

Die drei Strahlteilungstechniken unterscheiden sich deutlich bezüglich ihrer Stabilität und den, an das Experiment gestellten, Anforderungen. Der Sattelpunktstrahlteiler ist auf Grund der verwendeten Geometrie, bei der das Ensemble auf einem instabilen Punkt des Potentials platziert wird, intrinsisch am instabilsten (von den drei Techniken) gegenüber einer Beschleunigung des Potentials durch externe Kräfte und Positionsschwankungen des Ensembles. Da diese Strahlteilungstechnik nicht auf dem Tunneleffekt basiert, ist sie jedoch mit verhältnismäßig großen Lichtstrahlen leicht im Experiment realisierbar.

Für den impulsinduzierten Strahlteiler ist das Aufteilungsverhältnis stark abhängig von der Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes des Ensembles. Eine Unsicherheit des aufgeprägten Impulses führt daher zu einer Unsicherheit des Aufteilungsverhältnisses. Zusätzlich wird das Ensemble beim Auftreffen auf die Barriere und während der Oszillation im Potential stark deformiert. Daher sollte untersucht werden, welchen Einfluss diese Anregung auf die Effizienz der Rekombination an der Potentialbarriere hat.

Die Stabilität des Tunnelstrahlteilers ist primär durch die Stabilität der Leistung des Lichtfeldes und die erreichbare Tunnelrate gegeben. Die Tunnelstrahlteilung ist im Qport Experiment am schwersten realisierbar. Die Herausforderung bei der Realisierung ist hier die Erzeugung sehr kleiner Potentiale durch stark fokussierte Lichtstrahlen. Für dedizierte Aufbauten mit kleineren Vakuumaufbauten stellt dies jedoch kein Problem mehr dar.

Die Techniken zum Führen und Rekombinieren der Ensembles im Interferometer ist abhängig von der verwendeten Technik der Strahlteilung. Für den Tunnelstrahlteiler wird die Dauer des Interferometers durch das Anheben der Potentialbarriere definiert. Das Absenken der Barriere auf den Ausgangszustand ermöglicht die tunnelbasierte Rekombination. Für den Sattelpunkt- und impulsinduzierten Strahlteiler ist die Interferometriedauer durch die Oszillationsdauer im Potential gegeben. Die Rekombination wird durch eine 50:50 Strahlteilung beim Auftreffen auf die Potentialbarriere realisiert.

Die Vermeidung klassischer Bewegungen und einhergehender Anregungen im Interferometer macht den Tunnelstrahlteiler zur vielversprechendsten Technik zur Strahlteilung in einem geführten Interferometer. Eine Änderung der Strahlparameter der optischen Dipolfalle im Qport Experiment erlaubt die Reduktion der Strahltaile von  $\sim 80 \mu\text{m}$  auf  $\leq 20 \mu\text{m}$  und eröffnet das Potential zur Realisierung stabiler tunnelbasierter Strahlteiler.

Durch die simultane Erzeugung mehrerer BECs kann, nach erfolgreicher Demonstration eines Interferometers mit gefangenen Atomen, das Experiment um weitere Achsen erweitert werden.

## Anwendungsbezogene Einordnung

In der Atomoptik stellen Interferometer mit frei fallenden Atomen den etablierten Standard dar. In der Gravimetrie, der Grundlagenforschung sowie in Schwerelosigkeit werden sie weiterhin die dominante Rolle einnehmen. Jedoch definiert die geforderte Sensitivität einer erdgebundenen Apparatur deren Mindestgröße. In diesem Abschnitt wurden Methoden zur Interferometrie mit geführten und gefangenen Atomen vorgestellt, für die diese Einschränkung nicht gilt. Ihre Anwendung empfiehlt sich daher für Systeme, deren Kompaktheitsanforderungen nicht durch Freifallinterferometer erfüllt werden können.

Die Techniken zur Strahlteilung und Rekombination für Interferometer mit geführten Atomen unterscheiden sich grundlegend von denen mit gefangenen Atomen. Die damit verbundenen Vor- und Nachteile entscheiden, welche Technik für welche Anwendung zu bevorzugen ist. Interferometer mit geführten Atomen verwenden die gleichen etablierten Methoden wie die der Freifallinterferometrie. Deren technische Reife und Effizienz bieten das Potential für hohen Kontrast und hohe Sensitivität. Daher werden geführte Interferometer in Anwendungen überlegen sein, die einen kompakten Aufbau hoher Sensitivität erfordern.

Interferometer mit gefangenen Atomen verwenden hingegen neuartige Methoden zur Strahlteilung, deren Effizienz Gegenstand aktueller Untersuchungen ist und bei denen die Demonstration eines hoch sensitiven Interferometers bislang aussteht. Den großen Vorteil zieht diese Interferometermethode aus der Verwendung zeitlich gemittelter Potentiale, welche hohe Vielseitigkeit bei gleichzeitig möglichst einfachem Aufbau bieten. Mit lediglich zwei Lichtfeldern lassen sich dreidimensionale Strukturen erzeugen, mit denen sich höchst kompakte Sechssachsen-Inertialsensoren realisieren lassen.

Gefangene Atominterferometer haben somit das Potential die Zukunft der kommerziellen, quantenbasierten Inertialsensoren zu sein.



# Anhang

## A.1. Steuerelektronik

Zur Reduktion von Masseschleifen in dem Aufbau des Experiments werden die Spannungen zur Steuerung mittels Differenzverstärkern (kurz: DiffAmp) in differentielle Signale gewandelt. Die Ausgangsspannung kann nun innerhalb der Versorgungsspannung des DiffAmps als schwebend angesehen werden. Die Frequenzbandbreite der DiffAmps ist auf  $DC \leq f < 50 \text{ kHz}$  limitiert. Dies verhindert den Einsatz der DiffAmps für zeitkritische (trigger-) Signale.

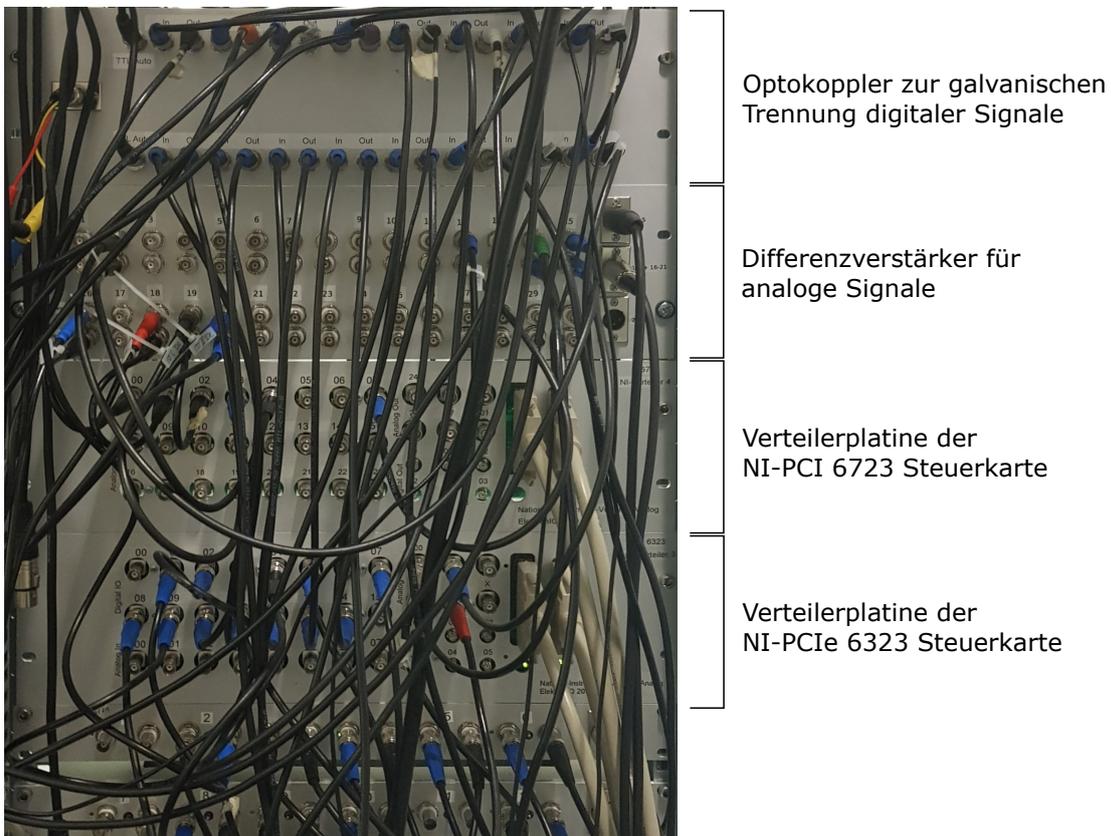


ABBILDUNG A.1.: Übersicht der Anschlüsse zur massenschleifenfreien Verteilung der Steuerspannungen.

Für die galvanische Trennung der Digitalkanäle dienen Optokoppler mit integrierter Endstufe zum Treiben von Lasten, z.B.  $50 \Omega$  abgeschlossenen Digitaleingängen. Eine Trennung der Massen der einzelnen Digitalkanäle würde für jeden Optokoppler eine gesonderte Versorgungsspannung voraussetzen. Um dies zu umgehen, wird die Spannungsversorgung (5 V) der Optokoppler während der kritischen Experimentphasen über jeweils zwei Superkondensatoren (1 F) sichergestellt. Diese werden während der MOT- und Magnetfallenphase aus einem gemeinsamen Netzteil geladen. Der Einsatz von 28 separaten Netzteilen kann somit umgangen werden. Die maximale

Dauer zwischen zwei Ladezyklen beträgt  $\approx 90$  s.

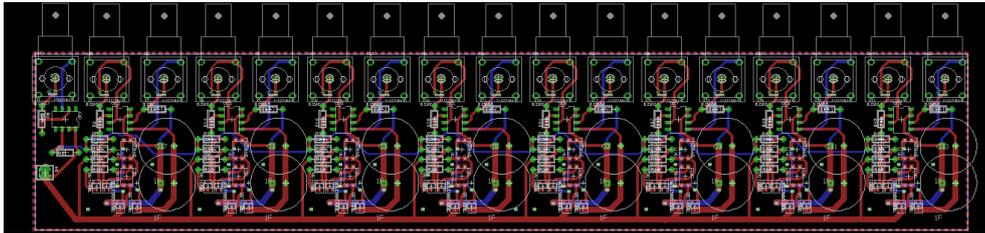


ABBILDUNG A.2.: Layout der Schaltung zur galvanischen Trennung der Digitalkanäle.

## A.2. Software

### A.2.1. Übersicht des LabVIEW Codes

Die Steuersoftware des Experiments ist im Rahmen dieser Arbeit programmiert worden. Das Ziel war eine wartungsarme, übersichtliche und modulare Experimentsteuerung zu entwickeln, die sich mit geringem Aufwand auf andere Experimente übertragen lassen kann.

Eine Übersicht des Programmcodes findet sich in Abbildung A.3. Die Allocation der Variablen, die Erzeugung des datumabhängigen Dateipfades und die Initiierung der Kameras werden unter ❶ einmalig beim Programmstart ausgeführt. Die "while"-Schleifen ❷ bis ❹ werden gestartet und bis zum Beenden des Programms parallel ausgeführt. ❷ und ❹ dienen der Überwachung des TBUS-Systems und der Temperaturen im Labor (Umgebungsluft, Spulenkörper und den Lasersystemen). ❸ enthält den Code zur Konfiguration und Datennahme mit der Andor-Kamera. Das Ausführen der Schleife wird durch den Start der Experimentsequenz in ❺ getriggert.

Schleife ❺ dient zusätzlich der Definition der Experimentlaufmodi. In Abbildung A.3 ist an dieser Stelle der Code zum Ausführen der "differenziellen Evolution" dargestellt. Desweiteren ermöglicht ❺ die Inkrementierung einzelner oder mehrerer Parameter, einen kontinuierlichen Betrieb und das einmalige Ausführen der Sequenz. Anschließend werden die in der GUI definierten Parameter an die Peripheriegeräte (TBUS, ArbStudio) gesendet und die Sequenzdaten binär auf dem Steuercomputer gespeichert.

In Schleife ❻ werden die Kanäle der im Kontrollcomputer befindlichen Steuerkarten allokiert, die verschiedenen Datentypen aus der GUI-Matrix auf die entsprechenden Kanäle aufgeteilt und die Zähler zur zeitlichen Synchronisation definiert. Anschließend wird die Ausgabe der Steuersignale über ein Triggersignal am RTSI-3 DIO-Eingang gestartet.

Die Aufnahme analoger Signale mit Hilfe der NI-Karten erfolgt in ❼. Wird das atomare Ensemble während der Sequenz vertikal abgebildet, wird Schleife ❸ ausgeführt.

❹ dient der Ausführung einer Vielzahl von Funktionen. Die Ereignisstruktur wird primär für die Aktualisierung der GUI (wie dem Übertragen der Daten aus der angezeigten 1D-Experimentmatrix (siehe Abb. 2.21) in die Gesamtmatrix der Experimentsequenz) verwendet. Des Weiteren finden sich hier die Routinen zum Speichern/Laden der Daten, Übertragen der Daten an die Mikrowelle/TBUS/ArbStudio sowie dem Befehl zum Beenden des Programms.

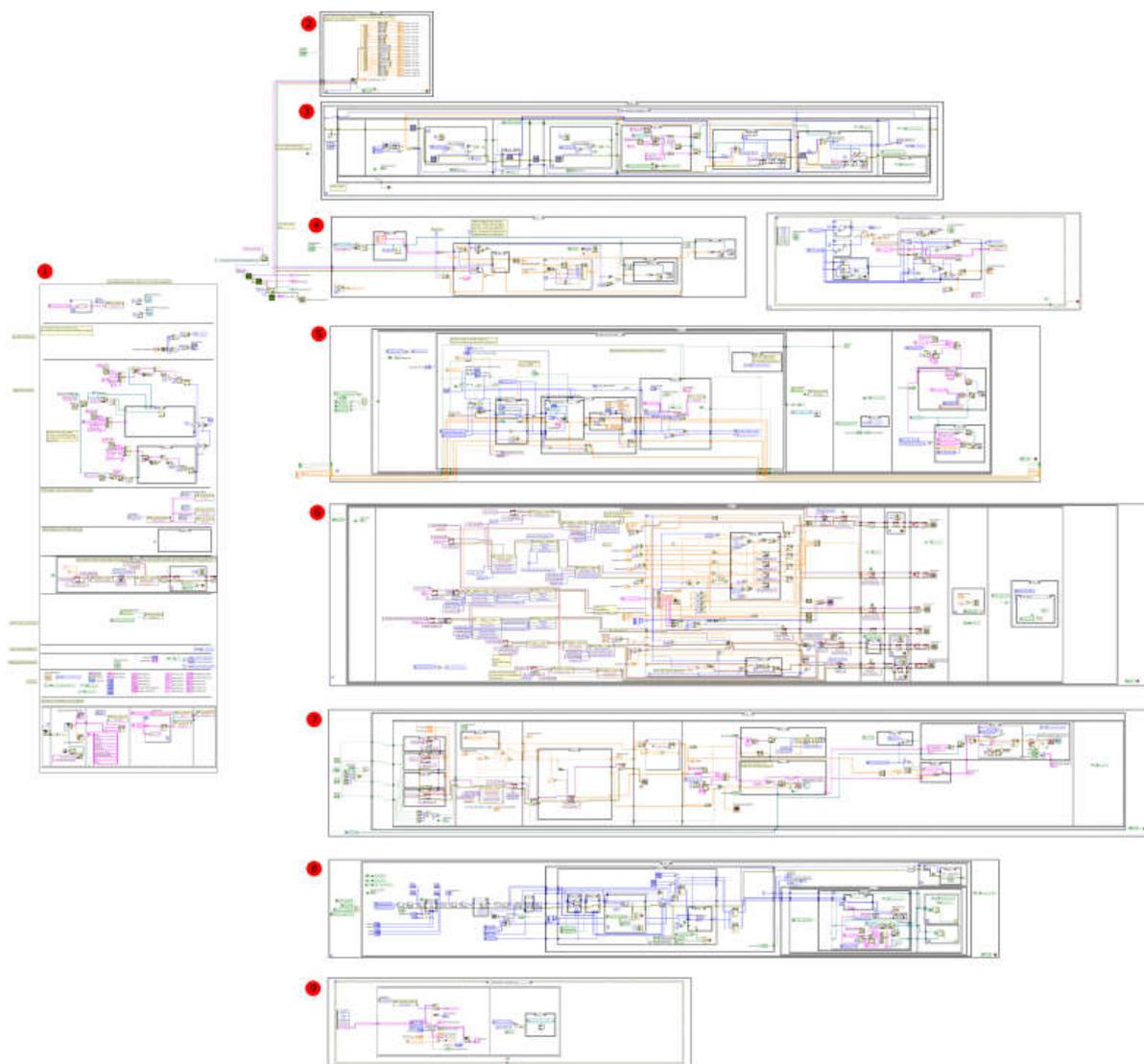


ABBILDUNG A.3.: LabView Experimentsteuerung.

## A.2.2. Programmcode der Mikrowelle

Die Verwendung der Evaluationsplatine (Analog Devices HMC834LP6GE) zur Erzeugung variabler Mikrowellenfrequenzen für die Evaporation erfordert den Austausch der mitgelieferten USB-Anbindungsplatine gegen einen frei programmierbaren Mikrocontroller. Der in dieser Arbeit erstellte Programmcode ist zur Verwendung auf dem ArduinoDue Mikrocontroller dimensioniert. Dieser bietet gegenüber kleineren Arduino Mikrocontrollern einen höheren Takt (84 MHz) und einen größeren internen Speicher (512 kB) für die Experimentsequenz. Im Gegensatz zu Einplatinencomputern, wie dem Raspberry Pi wird kein unterliegender Programmcode des Betriebssystems ausgeführt. Das Interrupt-Ereignis zur Übertragung neuer Parameter an den Mikrowellenchip wird beim Auslösen direkt abgearbeitet und kann nicht durch parallel laufende Prozesse korrumpiert werden. Die Kommunikation zwischen Mikrocontroller und Mikrowellenchip ist über eine serielle Schnittstelle (SPI) mit 500kBd realisiert.

Im Folgenden findet sich der kommentierte Programmcode:

## A.2.3. Arduino Code

```

1 #include <SPI.h>
2
3 //-----RegisterData-----
4 const byte Write=0;
5 const byte Read=1;
6
7 byte reg_[20]={0,1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19};
8 const byte Bit32=0; //to fill-up the 4th byte
9
10 unsigned long VCO_Sub[1]={0x18}; // in vco_sub[0] ist eigentlich 0x7E28
11 unsigned long data_reg_[20]={0xA7975,0x2,0x1,0x3c,0x0,0x0,0x30F4A,0x14D,0xC1BEFF,0x547FFF,0
    x2046,0x7C021,0x0,0x0,0x0,0x1,0xB2,0x8000A,0x3,0x1259};
12
13
14 //-----Variables-----
15 static long pos2=0; //Position of next write
16 static char Buffer[1000]; //Buffer for received data
17 unsigned long RX_Data[11500][2]; //Data storage for Frequencies Integer
18 int IntOrFrac=0; //Toggle between Integer or Frag
19 unsigned long CurRegister=0;
20 unsigned long MaxRegister;
21
22 //-----Pin declaration-----
23 const int NewDataPin=5, SSPin=4, ResetPin=6, Trigger=7;
24
25 void setup() {
26
27 // -----Input and output Settings-----
28 pinMode(SSPin,OUTPUT);
29 digitalWrite(SSPin,LOW);
30 pinMode(Trigger,INPUT);
31 pinMode(ResetPin,INPUT);
32 pinMode(NewDataPin,INPUT);
33
34 //-----Serial Communication-----

```

```

35 Serial.begin(500000);
36
37 //-----SPI Settings-----
38 SPI.begin();
39 SPI.setDataMode(SPI_MODE0); // sollte gut sein für den HMC834
40 SPI.setBitOrder(MSBFIRST); //Most significant bit first
41 SPI.setClockDivider(SPI_CLOCK_DIV2);//bei 84MHz kommt ca 10Ms/s raus...
42
43 //-----Write Standard Register-----
44
45 for(int i=1; i<20; i++){ //write all the other specs
46     if(i!=4 && i!=5){
47         unsigned long dataTemp=(Bit32+(data_reg_[i] <<1)+(reg_[i]<<25)+(Write<<31));
48         Send(dataTemp,SSPin);
49         delay(1);
50     }
51 }
52 Send(((VCO_Sub[0]<<1)+(0b1010<<24)),SSPin); //write in reg5
53 Send((0+(0b1010<<24)),SSPin); //stop writing in reg5
54 Send((Bit32+(data_reg_[4] <<1)+(reg_[4]<<25)+(Write<<31)),SSPin);
55
56 Receive(); //geht in die "Receive() Methode und wartet auf Werte
57
58 attachInterrupt(digitalPinToInterrupt(Trigger), SendNewData, RISING); //Trigger Interrupt
59 }
60
61
62 void loop() {
63 }
64
65
66 //-----Old Send Data to Hittite Method-----
67 void Send(unsigned long data,int SSPin){
68     digitalWrite(SSPin,HIGH);
69     SPI.transfer((data >> 24) &0xff);
70     SPI.transfer((data >> 16) &0xff);
71     SPI.transfer((data >> 8) &0xff);
72     SPI.transfer(data & 0xff);
73     digitalWrite(SSPin,LOW);
74 }
75 //-----Convert Freq in ....-----
76 double Converter (double frequenz){
77     long N_int;
78     long N_frac;
79
80     N_int=(int)(frequenz/2/50);
81     N_frac=(int)((((frequenz-(N_int*50))/50)*16777216);
82 }
83
84 //-----Method for transmitting data to Hittite via SPI (byte-wise sending)
85 -----
86 void SendNewData() {
87
88     long Int=(Bit32+(RX_Data[CurRegister][0] <<1)+(3<<25)+(Write<<31));
89     digitalWrite(SSPin,HIGH); // Put Slave-select on High
90     SPI.transfer((Int >> 24) & 0xff); // 1st 8bit

```

```

90  SPI.transfer((Int >> 16) & 0xff); // 2nd 8bit
91  SPI.transfer((Int >> 8) & 0xff); // 3rd 8bit
92  SPI.transfer(Int & 0xff); // 4th 8bit
93  digitalWrite(SSPin,LOW); //Put Slave-Select to Low
94  long Frac=(Bit32+(RX_Data[CurRegister][1] <<1)+(4<<25)+(Write<<31));
95  digitalWrite(SSPin,HIGH); // Put Slave-select on High
96  SPI.transfer((Frac >> 24) & 0xff); // 1st 8bit
97  SPI.transfer((Frac >> 16) & 0xff); // 2nd 8bit
98  SPI.transfer((Frac >> 8) & 0xff); // 3rd 8bit
99  SPI.transfer(Frac & 0xff); // 4th 8bit
100 digitalWrite(SSPin,LOW); //Put Slave-Select to Low
101
102  if (CurRegister < MaxRegister){CurRegister++;} //Next Values in RX_Data
103  else{CurRegister=0;}
104 }
105
106
107
108 //-----Method II for transmitting data to Hittite via SPI (byte-wise sending)-----
109 void SendNewData2(unsigned long RegisterData) {
110  Serial.print("sende daten");
111  digitalWrite(SSPin,HIGH); // Put Slave-select on High
112
113  SPI.transfer((RegisterData >> 24) & 0xff); // 1st 8bit
114  SPI.transfer((RegisterData >> 16) & 0xff); // 2nd 8bit
115  SPI.transfer((RegisterData >> 8) & 0xff); // 3rd 8bit
116  SPI.transfer(RegisterData & 0xff); // 4th 8bit
117
118  digitalWrite(SSPin,LOW); //Put Slave-Select to Low
119 }
120
121
122
123 //-----Method for Receiving Data from PC via Serial USB-----
124
125 void Receive(){
126  memset(RX_Data,0,sizeof(RX_Data)); //Put "0" to all entries of the array
127  pos2=0; //start at the beginning
128  boolean Receive=true; //Continue Reading?
129  static size_t pos;
130  while (Receive){ //Until the "NewDataPin" is LOW
131
132
133  if (Serial.available() ) // "#" ->Nächste Spalte
134  { // ";"->Übertragung fertig
135  char c = Serial.read(); // Empfange Daten bis "#" empfangen
136  wird
137
138  switch(c)
139  {
140  case ';':
141  {RX_Data[pos2][IntOrFrac]=(unsigned long)atof(Buffer); // Write the total value
142  memset(Buffer,0,sizeof(Buffer)); // reset to start of buffer
143  IntOrFrac=0; //Set IntOrFrac to Int (IntOrFrac=0)
144  //showData(); //for Debuging ->Needs to be deactivated
145  for final version!!!

```

```
144     pos=0;                                //Position in Buffer=pos (pos=0)
145     MaxRegister=pos2;
146     pos2++;                                //Position in RX_Data
147     }break;
148     case '#':
149     {RX_Data[pos2][IntOrFrac]=(unsigned long)atof(Buffer); // Write the total value
150     memset(Buffer,0,sizeof(Buffer)); // reset to start of buffer
151     IntOrFrac=(IntOrFrac^1); // XOR to toggle the state ;)
152     pos = 0;                                //reset the Position in Buffer[]
153     }break;
154
155     case '&': // "&" closes the "Receive()"method
156     {Receive=false; //By toggeling Receive to false
157     }break;
158
159     default:
160     {{Buffer[pos++] = c;}
161     }break;
162     }
163 }
164 }
165 Reset();
166 }
167
168 //-----Method for Debuging (Serial Printing the Data)-----
169 void showData(){
170     for(int i=0;i<100;i++){
171         for(int j=0;j<2;j++){
172             Serial.print(RX_Data[i][j]);
173             Serial.print(',');
174         }
175         Serial.print('\n');
176     }
177     Serial.print('\n');
178 }
179
180
181 //-----Method for Resetting CurRegister-----
182 void Reset(){
183     CurRegister=0;
184     Serial.print("reset");
185     Serial.print('\n');
186 }
```

## A.3. Elektronik

### A.3.1. Spulenlogik

Die Spulenlogik ermöglicht das Schalten zwischen drei unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen der Hauptspulen. Mittels der 3 Bit Logikschaltung werden die acht Steuersignale für die Festkörperrelais generiert. Über das Öffnen und Schließen einzelner Relais kann zwischen Anti-Helmholtz- (mit allen Wicklungen der Spulen), Helmholtz- und Anti-Helmholtz-Konfiguration (mit einer Sub-Spule) geschaltet werden. Das Schaltbild, sowie der im Labor befindliche Aufbau ist in Abbildung A.4 dargestellt. Die Anbindung an die Spulen und eine tabellarische Übersicht der Steuersignale findet sich in Kapitel 2.5.1.

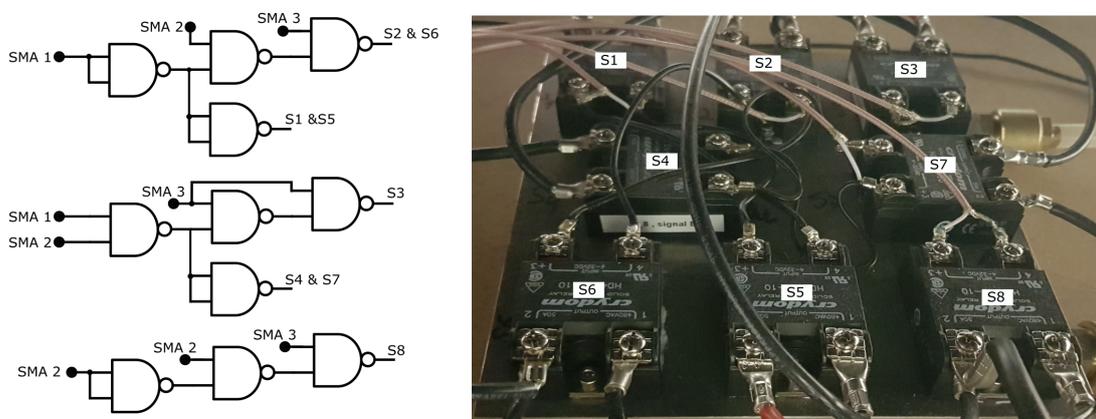


ABBILDUNG A.4.: **Links:** Schematische Darstellung der Logikschaltung zur Steuerung der Hauptspulen. **Rechts:** Bild der angesteuerten Festkörperrelais (S1-S8) im Experiment.

### A.3.2. Aufbau zur Messung der Schaltgeschwindigkeit der Mikrowelle

Der in Abbildung A.5 dargestellte Aufbau dient der Vermessung der Schaltgeschwindigkeit der Mikrowelle bei einer Änderung der Frequenz im  $\mu\text{s}$ -Bereich. Das Ausgangssignal ( $f = 6,8 \text{ GHz}$ ) des Mikrowellenchips ( $\mu$ ) wird mit einer Referenzfrequenz (Ref mit  $f_{\text{Ref}} = 6 \text{ GHz}$ ) gemischt. Die 800 MHz Differenzfrequenz passiert einen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von 400 MHz. Das exponentielle Abschwächungsverhalten des Tiefpasses deutlich oberhalb seiner Grenzfrequenz führt zu einer Leistungsabhängigkeit des Ausgangspegels von der Mikrowellenfrequenz. Mit Hilfe eines RF-Leistungsdetektors wird der RF-Pegel in eine Spannung konvertiert. Diese kann am Computer detektiert und aufgezeichnet werden.

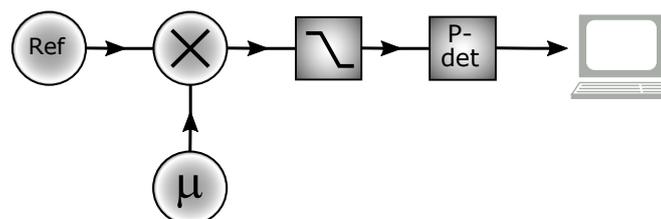


ABBILDUNG A.5.: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung von Schaltgeschwindigkeiten von RF- und Mikrowellensignalen.

## A.4. Lasersystem

### A.4.1. Aufbau Modulationstransferspektroskopie

Die Manipulation der externen Freiheitsgrade des atomaren Ensembles mittels Zwei-Photonen-Übergänge erfordert neben der relativen Phasenstabilität der verwendeten Lichtfelder eine absolute Frequenzstabilität gegenüber der Resonanz. Eine Drift der Verstimmung würde zu einer Modifikation der Zwei-Photonen-Rabifrequenz des Übergangs führen und eine Anpassung der Pulsdauer erfordern.

In diesem Experiment wird für die Stabilisierung der absoluten Frequenz der Bragg-Lichtfelder eine Phasenstabilisierung der Bragg-Laser auf einen Referenzlaser verwendet. Dieser befindet sich in einem mit Schaumstoff gedämmten Modul und wird mittels Modulationstransferspektroskopie (MTS) [99] auf den Kühlübergang des Isotops  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert. Abbildung A.6 zeigt schematisch den optischen Aufbau und die erforderliche Elektronik zur Stabilisierung. Die Modulation des Lichtes zur Erzeugung des dispersiven Signals wird hier über einen modulierten AOM im Pumpstrahl erzeugt. Das Licht des Referenzlasers weist außerhalb der Spektroskopie keine Seitenbänder auf. Zur Modulation des Treibersignals des AOMs wird die Zentralfrequenz (80 MHz) mit der Modulationsfrequenz (6,25 MHz) gemischt bzw. die Seitenbänder aufgeprägt. Das an der Photodiode detektierte Signal wird in seinen AC- und DC-Teil aufgespalten. Über das Mischen des AC-Signals mit dem Modulationssignal wird das dispersive Signal erhalten. Dies dient dem PID als Regelgröße.

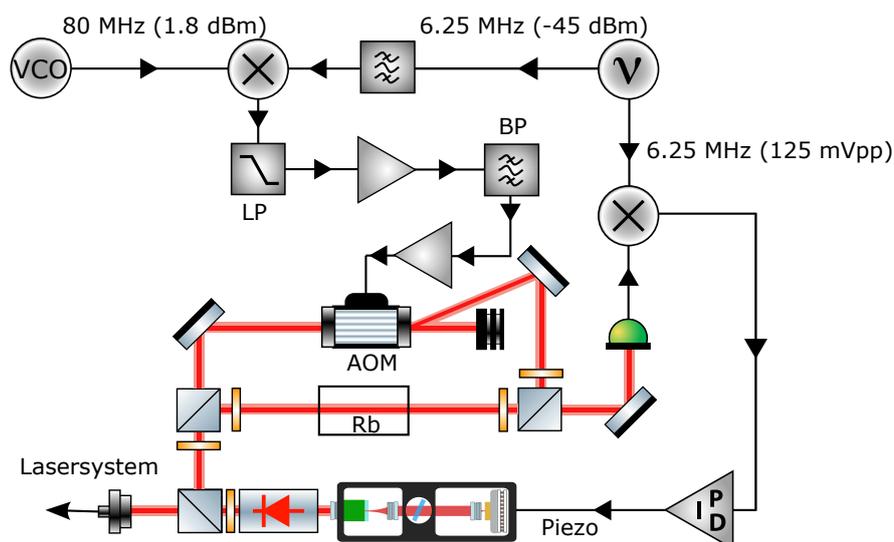


ABBILDUNG A.6.: Schematische Darstellung des Referenzlasermoduls und der zur Stabilisierung genutzten Elektronik. Bild Entnommen aus [228].

### A.4.2. Gittermonochromator zur Reduktion des ASE

Die im Interferometrielasersystem befindlichen Gitter dienen der Bereinigung des Lichtspektrums der Bragg-Laserstrahlen von dem spontan emittierten Licht des TAs. Für lange Interaktionszeiten würde dies die Verluste im atomaren Ensemble deutlich erhöhen. Abbildung A.7 zeigt den Aufbau der Gittermonochromatoren und das Spektrum eines defekten<sup>1</sup> TAs. Messungen

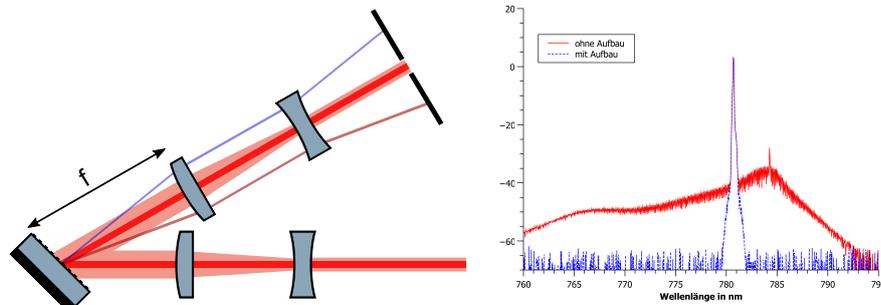


ABBILDUNG A.7.: **Links:** Optischer Aufbau des Gittermonochromators des Interferometrie-Lasersystems zur Reduktion des ASE. **Rechts:** Optisches Spektrum eines defekten TAs vor (rot) und hinter (blau) dem Gittermonochromator (Entnommen aus [229]).

der Lebensdauer des Ensembles in der Magnetfalle zeigten beim Einstrahlen eines Laserstrahls mit einer Leistung von  $P = 200 \text{ mW}$  und  $\lambda = 790 \text{ nm}$  Zentralwellenlänge eine Verlängerung der Lebensdauer von  $\tau = 0,12 \text{ s}$  (ohne Monochromator) auf  $\tau = 12,0 \text{ s}$  (mit Monochromator)<sup>2</sup>.

### A.5. Zeitlich gemittelte optische Potentiale

Die Verwendung optischer Elemente zur geometrischen Änderung optischer Potentiale in der Zeit eröffnet vielseitige Möglichkeiten in der Manipulation der atomaren Ensembles. Die zeitliche Änderung der Strahlage des Potentials wird meist durch einen akusto-optischen Modulator

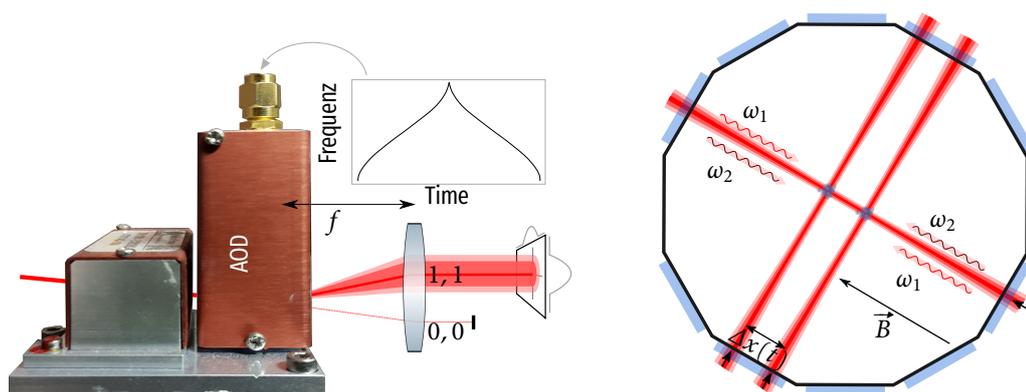


ABBILDUNG A.8.: Der Aufbau zur Erzeugung zeitlich gemittelter arbiträrer Potentiale in zwei Dimensionen. **Links:** Die Modulation der Trägerfrequenz des 2D-AODs führt bei einer zeitlichen Mittelung zu einer quadratischen Intensitätsverteilung in der Ordnung (1,1). **Rechts:** Anordnung der Strahlen in der Vakuumkammer (Dodekagon). Der Lichtstrahl parallel zu  $\vec{B}$  ist der Wellenleiter. Rechtwinklig zu diesem werden die zeitlich gemittelten Potentiale eingestrahlt.

<sup>1</sup>Der Defekt des TAs bezieht sich auf die Antireflexbeschichtung des aktiven Mediums. Dies verursacht einen Multimodenbetrieb und einen erhöhten spektralen Untergrund und macht die Performance des Gittermonochromators sichtbar.

<sup>2</sup>Die Lebensdauer in der Magnetfalle ohne Laserlicht betrug zu diesem Zeitpunkt  $\tau = 28,5 \text{ s}$ .

(kurz: AOM), akusto-optischen Deflektor (kurz: AOD) oder einen räumlichen Lichtmodulator (*spatial light modulator*, kurz: SLM) erzeugt. Im Falle der Verwendung eines AODs im Strahlengang bedingt eine zeitliche Modulation der Trägerfrequenz eine Variation des Beugungswinkels. Die zeitliche Modulation der Trägerfrequenz kann als "malen" der Potentiale verstanden werden. Ist die Modulationsfrequenz deutlich über der im Potential vorherrschenden Dynamik ( $f_{\text{mod}} \geq f_{\text{trap}}$ ), sehen die Atome ausschließlich das zeitlich gemittelte Potential. Bei der Wahl der Modulationsfrequenz ist zusätzlich die mögliche Erzeugung von Seitenbändern zu beachten. Besitzt die Modulation der Trägerfrequenz eine Periodizität ist dies gleichbedeutend mit einer Frequenzmodulation. Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz sind die Folge, welche zu einer Verbreiterung des Potentials führen<sup>3</sup>. Die Modulationsfrequenz sollte daher so gering wie möglich gewählt werden. Anstelle der zeitlichen Modulation der Trägerfrequenz kann die gewünschte Potentialform auch durch eine simultane Applikation vieler Frequenzen erreicht werden. Bei dieser ist zu beachten, dass im Falle nichtlinearer Elemente (z.B Verstärker und AOD) Mischfrequenzen entstehen. Des Weiteren muss der Abstand zweier benachbarter Frequenzen deutlich oberhalb der Fallenfrequenzen gewählt werden. Die Intensitätsmodulationen durch Interferenz zwischen den Teilstrahlen führen sonst zu parametrischem Heizen und deutlichen Atomzahlverlusten.

## A.6. Bestimmung der Fallenfrequenzen

Die Simulation der Oszillationsdynamik des Ensembles nach einer Änderungen des Fallenpotentials erfordert die exakte Bestimmung der initialen Fallenfrequenzen  $\omega(0)$  zum Zeitpunkt  $t = 0$  und deren zeitlichen Verlauf  $\omega(t)$ . Diese sind durch die Strahlparameter der Dipolfalle eindeutig bestimmt. Sie müssen jedoch am Ort der Atome aufgrund von relativen Strahllageänderungen der zwei Strahlen durch thermische Drifts und vibrationsinduzierter Dejustage in regelmäßigen Abständen verifiziert werden. Zur direkten Messung der Fallenfrequenzen gibt es zwei prominente Verfahren: Die Vermessung der Oszillationsfrequenz zuvor angeregter Dipoloszillationen sowie die Messung parametrischen Heizens während einer periodischen Anregung. In diesem Experiment wird zur Bestimmung der Fallenfrequenzen die erstgenannte Methode verwendet. Unter der Annahme einer rein harmonischen Falle (harmonische Approximation des Dipolfallenpotentials vgl. Gl. 3.11) sind die Oszillationen auf den Hauptachsen voneinander entkoppelt. Des Weiteren entspricht die Oszillationsfrequenz einer Dipolmode der Fallenfrequenz des Potentials. Unter Berücksichtigung von Kohns Theorem [230] kann zusätzlich angenommen werden, dass die Oszillationsdynamik nicht von den internen Parametern des Ensembles wie der Atomzahl, Streulänge und Temperatur abhängt. Zur Anregung der Dipolmode wird das im magnetisch sensitiven Zustand  $|F = 2, m_f = 2\rangle$  präparierte BEC mit Hilfe eines magnetischen Gradientenfeldes adiabatisch bezüglich des Fallenminimums ausgelenkt. Die Stärke des auslenkenden Magnetfeldes muss an die zu messenden Fallenfrequenzen angepasst werden. Eine starke Auslenkung führt zu großen Oszillationsamplituden, welche über den harmonisch genäherten Bereich hinausgehen können. Diese Anharmonizitäten führen zu einer Verschiebung der Oszillationsfrequenz und einer starken Dämpfung  $\tau$  der Oszillationsamplitude aufgrund der Dephasierung. Ein abruptes Abschalten des Magnetfeldes führt zu einer Beschleunigung des Ensembles in

<sup>3</sup>Sichtbar wird dies bei der Betrachtung des Spektrums.

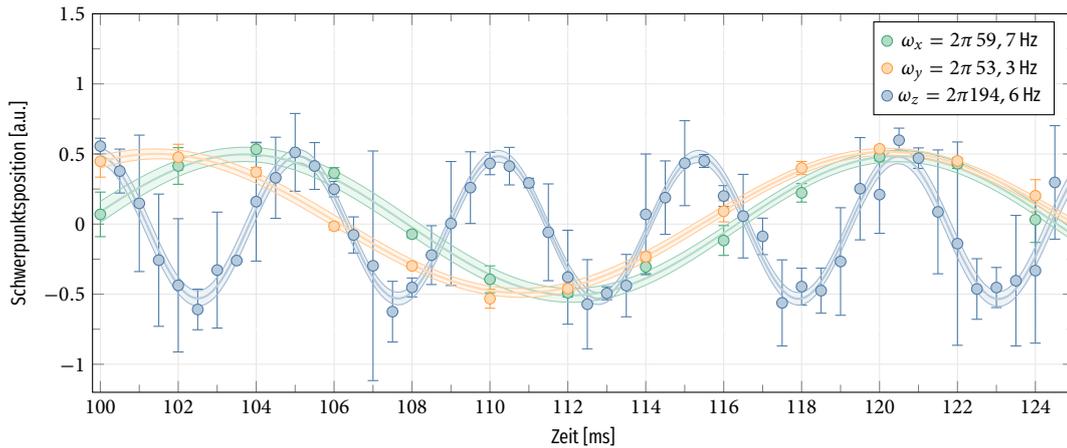


ABBILDUNG A.9.: Messung der Fallenfrequenzen der optischen Dipolfalle. Die Oszillationsamplitude ist aus Gründen der Übersichtlichkeit für die drei Schwerpunktsbewegungen normiert dargestellt. Die Abszisse stellt die Haltezeit im Potential nach der Auslenkung in ms dar. Die große Standardabweichung in der z-Richtung ist auf die geringe Oszillationsamplitude entlang dieser Achse zurückzuführen.

Richtung des Fallenminimums und der Anregung der Kohn-Moden (Dipoloszillation). Wird die Entwicklungszeit zwischen dem Abschalten des Feldes und der Detektion variiert, kann die Oszillationsfrequenz des Massenschwerpunktes abgebildet werden. Dies ist exemplarisch für ein BEC in der gekreuzten Dipolfalle in Abbildung A.9 dargestellt. Die Detektion der Position des Ensembles in den drei Raumrichtungen wird nach einer Freifallzeitmessung von 24 ms mit dem vertikalen und horizontalen Abbildungssystem separat durchgeführt. Die Kohn-Moden in der xy-Ebene können mit Hilfe der gedämpften, periodischen Oszillationen

$$f(t) = e^{-t/\tau} [\cos(\alpha) A_x \sin(\omega_x t + \phi_x) + \sin(\alpha) A_y \sin(\omega_y t + \phi_y)] \quad (\text{A.1})$$

beschrieben werden.  $x$  und  $y$  sind hier die orthogonalen Hauptachsen des Fallenpotentials und  $A_{x,y}$  die unter dem Winkel  $\alpha$  ermittelten Oszillationsamplituden.

Im Falle eines sphärischen Potentials mit symmetrischen Fallenfrequenzen kann das hier verwendete Verfahren aufgrund der daraus resultierenden willkürlichen Wahl der Hauptachsen zu Komplikationen führen [231]. Hier böte die Bestimmung der Fallenfrequenzen durch parametrisches Heizen entscheidende Vorteile.

## A.7. Lebensdauer und Schwerpunktsbewegung im Wellenleiter

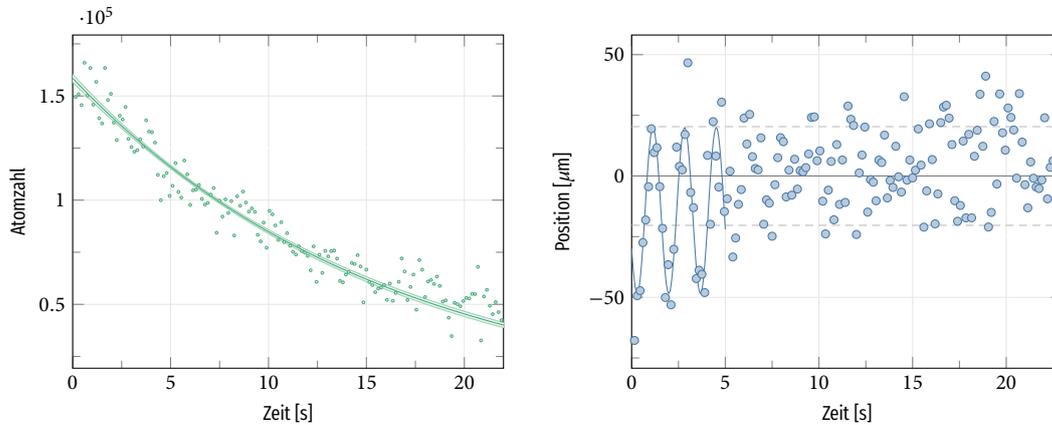


ABBILDUNG A.10.: Messung der  $1/e$ -Lebensdauer  $\tau = 16,0$  s (links) und Schwerpunktsbewegung  $\Delta x = 32,1 \mu\text{m}$  (rechts) des Ensembles im Wellenleiter für  $P_{\text{kol}} = 0,71$  W und  $T_5 = 180$  ms (siehe Abb. 4.22).

### A.7.1. Charakterisierung der Lebensdauer im Linsepotential

Das Licht zur Erzeugung des Kollimationspotentials ist in seiner Leistung nicht stabilisiert (siehe Kap. 2.10.1). Um einen Einfluss des Kollimationspotentials während der "Delta-Kick"-Kollimation auf die Heizrate und die Lebensdauer des Ensembles auszuschließen, wurde die Lebensdauer des Ensembles im Wellenleiter mit konstant eingestrahlem Kollimationslicht vermessen. Abbildung A.11 zeigt diese für ein Ensemble mit  $\sim 2,4 \cdot 10^5$  Atomen. Die  $1/e$ -Lebensdauer ist mit  $\tau = 61,6 \pm 6,5$  s deutlich länger als die zur "Delta-Kick"-Kollimation verwendete Einstrahldauer  $T_5 \leq 280$  ms und stellt somit keine Limitierung dar.

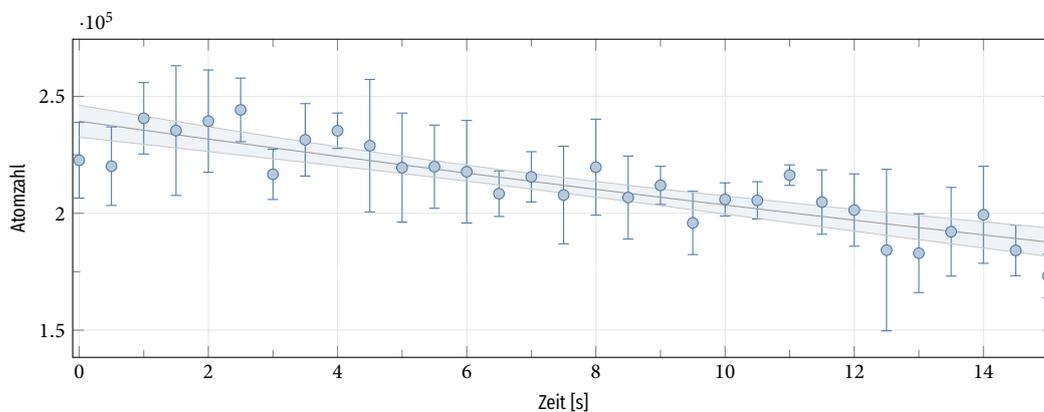


ABBILDUNG A.11.: Untersuchung des Einflusses des Linsepotential auf die  $1/e$ -Lebensdauer  $\tau = 61,6 \pm 6,5$  s des BECs im Wellenleiter. Nach dem Umladen des Ensembles in den Wellenleiter wurde das Linsepotential konstant mit  $1,1$  W eingestrahlt und die Haltedauer von  $0$  bis  $15$  s variiert.

## A.7.2. Hauptkomponentenanalyse (PCA)

Die Hauptkomponentenanalyse (*engl. principal component analysis* kurz PCA) ist eine Datenanalysetechnik, entwickelt zur Extraktion der Informationen aus Bildern mit hohem Rauschanteil [232]. Sie beruht auf der Zerlegung eines Datensatzes in dessen Hauptelemente und eignet sich daher gut zur Analyse kollektiver Anregungen ultrakalter Gase [233]. Eine ausführliche Beschreibung der PCA findet sich in [234], die Berechnung der Hauptelemente wird im Folgenden kurz skizziert.

Als Datensatz werden die Absorptionsspektren des Ensembles aus der Oszillationssequenz verwendet. Deren Bildinformationen sind proportional zu der integrierten atomaren Dichte. Zu Beginn wird aus dem Datensatz der Durchschnitt gebildet (siehe Abb. A.12 1) und von jedem dieser Bilder einzeln subtrahiert. Die Bilder des modifizierten Datensatzes zeigen folglich die jeweilige Abweichung zum Mittelwert. Im folgenden Schritt wird dessen Kovarianzmatrix berechnet. Die Diagonalelemente beinhalten die Varianzen der Pixel. Die Nebendiagonalelemente enthalten die Korrelationen zwischen den Pixeln. Eine anschließende Diagonalisierung der Kovarianzmatrix ergibt deren Eigenvektoren und Eigenwerte. Die Eigenvektoren entsprechen den Hauptkomponenten (*engl. principal components* kurz PC), welche aufgrund der Orthogonalität unkorreliert sind. Die bezüglich der Gesamtvarianz normierten Eigenwerte dienen als Amplitude der jeweiligen Hauptkomponente [233].

Zur Analyse der Komposition der Oszillationsmoden mit und ohne optischer Kollimation wurde mit diesen Datensätzen eine PCA durchgeführt. Abbildung A.12 stellt die ersten acht Hauptkomponenten der Datensätze dar. Diese sind anhand der Größe der Eigenwerte in der Abfolge

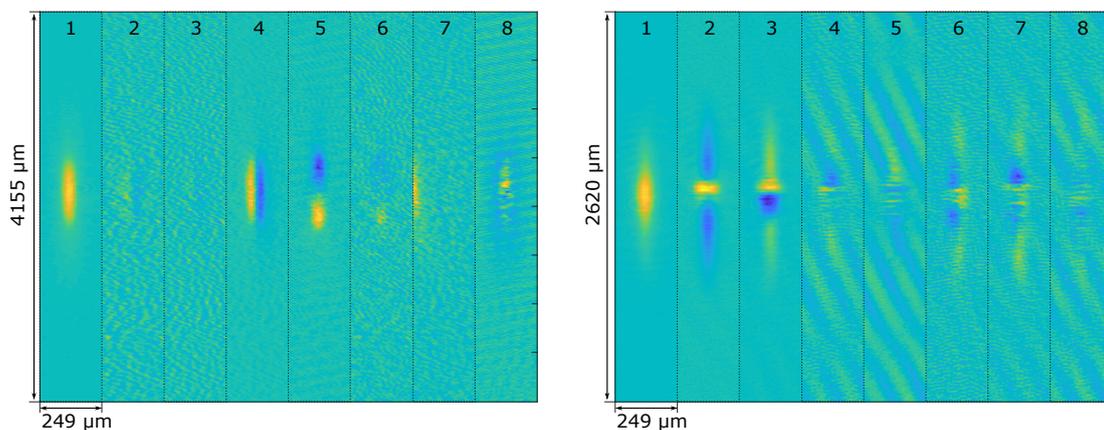


ABBILDUNG A.12.: Der Mittelwert (1) und die ersten acht Hauptkomponenten (2-8) der PCA mit (links, Datensatz aus Abb. 4.23) und ohne (rechts, Datensatz aus Abb. 4.5) optischer Manipulation.

sortiert. Für den Fall des kollimierten Ensembles zeigen die Hauptkomponenten 4 und 5 die im Wellenleiter angeregten Dipoloszillationen in der transversalen und longitudinalen Richtung. PC 2, 3, 6 und 7 sind primär Rauschkomponenten der Absorptionsdetektion. Die PCA zeigt in 8 neben der Fragmentierung eine Abnahme der Ensemblegröße. Die Quadrupoloszillation mit der Amplitude  $\Delta R_{TF} = 52,74 \pm 9,17 \mu\text{m}$  ist in den ersten acht Hauptkomponenten nicht dargestellt.

## A.8. Atom-Licht-Wechselwirkung

Eine Möglichkeit zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung eines Wellenpakets  $\Psi(t)$  während der Wechselwirkung mit einem resonanten elektromagnetischen Feld  $\vec{E}$  bietet die Betrachtung der Rabi-Oszillationen mit der Frequenz  $\Omega_{eg}$  (siehe Abb. 5.2 rechts)

$$|a_e(t)|^2 = P_e(t) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_{eg} \cdot t)]. \quad (\text{A.2})$$

Die Besetzungsamplitude  $a_e(t)$  ist unter der Annahme eines Zwei-Zustandssystems mit den Zuständen  $|g\rangle$  (Grundzustand) und  $|e\rangle$  (angeregter Zustand) eine Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$-i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle$$

mit  $|\Psi(t)\rangle = a_g(t) |g\rangle + a_e(t) |e\rangle$ . Der Kopplungsterm der Zustände ist hier durch das Produkt des Dipolmoments  $\vec{d}$  mit dem elektromagnetischen Feld  $\vec{E}$  durch

$$\Omega_{eg} = \frac{\langle e | \vec{d} \cdot \vec{E} | g \rangle}{\hbar} = \frac{D \cdot E_0}{\hbar} = \sqrt{\frac{I/I_{\text{sat}}}{2}} \Gamma \quad (\text{A.3})$$

gegeben und zeigt die Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz  $\Omega_{eg}$  von der Feldintensität  $I$  in Einheiten der Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}}$  und der natürlichen Linienbreite  $\Gamma$  des Übergangs. Rabi-Oszillationen wie in Abbildung 5.2 (rechts) können ausschließlich bei der Kopplung langlebiger<sup>4</sup> Zustände beobachtet werden ( $\Omega_{eg} \gg \Gamma^{-1}$ ) und beschränken die Verwendung von Einzel-Photonenübergängen auf Uhrenübergänge.

### 2-Photon Rabi Oszillation

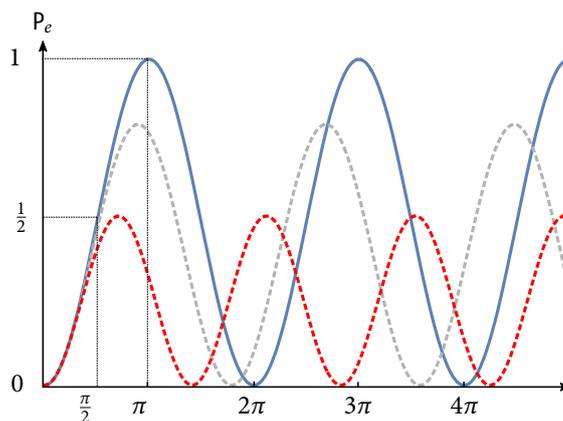


ABBILDUNG A.13.: Rabi-Oszillationen  $P_e(\tau)$  im resonanten Fall (blau),  $\delta = \Omega_{eg}/2$  (grau) und  $\delta = \Omega_{eg}$  (rot). Für die resonante Kopplung entspricht die Dauer  $\tau = \pi/2$  einem Transfer von  $P_e=0,5$  - Strahlteiler-Puls genannt.  $\tau = \pi$  entspricht einer kompletten Inversion der Population und dient als Spiegelpuls in der Atominterferometrie.

Der in diesem Experiment betrachtete D2-Übergang von  $^{87}\text{Rb}$  besitzt eine Linienbreite von  $\Gamma \approx 6$  MHz mit einer korrespondierenden Lebensdauer von  $\tau = 167$  ns im angeregten Zustand. Die benötigte Lebensdauer der Zustände ist für optische Dipolübergänge aufgrund ihrer Linienbreite

<sup>4</sup>Im Fall kurzer Lebensdauern führt dies zu einer schnellen Atomzahlreduktion und einer Dämpfung der Oszillation.

nicht gegeben. Die Sensitivität skaliert linear mit dem übertragenen Impuls. Die Verwendung eines Zweiphotonenübergangs bietet hier die Möglichkeit eines geringen Kohärenzverlustes durch spontane Emission bei gleichzeitiger Übertragung eines doppelten Photonenrückstoßes  $\Delta p = 2\hbar k$ . Die Differenzfrequenz  $\omega_{12} = |\omega_1 - \omega_2|$  der zwei Lichtfelder  $\omega_1$  und  $\omega_2$  entspricht bei einer resonanten Kopplung der Differenzenergie der adressierten Impulszustände (siehe Abb. 5.2 links bzw. Gl. 5.1). Die Verstimmung  $\Delta$  führt zu einer Verschiebung des intermediären Niveaus, welches während des Transfers ausschließlich virtuell besetzt ist. Auf Grund der reziprok quadratischen Skalierung der spontanen Zerfallsrate mit der Verstimmung  $\Delta$  (siehe Gl. 3.9) beträgt diese im Allgemeinen  $\Delta > 1$  GHz. Die Verringerung der Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz

$$\Omega_{12} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}$$

kann durch eine Steigerung der Lichtleistungen ausgeglichen werden (siehe Gl. A.3).

### Raman vs. Bragg

Im Falle niedriger Übergangsordnungen  $n$  ist die Bragg-Übergangsfrequenz  $\omega_n$  im kHz Bereich und ermöglicht die Verwendung eines AOMs zur Erzeugung der Differenzfrequenz. Gegenüber Raman-Kopplungen bedeutet dies eine deutliche Reduktion der Komplexität des Lasersystems. So erfordert die Differenzfrequenz der Hyperfeinzustände  $f_{\Delta F=1} \approx 6,8$  GHz für  $^{87}\text{Rb}$  eine Phasenstabilisierung der zwei Raman-Lichtfelder. Ramanübergänge zwischen den Zeeman-Unterstufen erlauben auch die Verwendung von AOMs, setzen jedoch auf Grund der linearen Zeeman-Verschiebung eine sehr hohe Stabilität des Magnetfeldes voraus. Nachteile der Bragg- gegenüber der Raman-Beugung ist der geringe Abstand zu höheren Zuständen, die eingeschränkte Möglichkeit nachträglicher Zustandsreinigung<sup>5</sup> sowie die fehlende Möglichkeit zustandsabhängiger Detektion. Das quadratische Anwachsen der Differenzfrequenz für höhere Bragg-Ordnungen ermöglicht ein direktes Treiben der  $n$ -ten Ordnung. Jedoch setzt die geringe Energieaufspaltung ein striktes Limit an die minimale Dauer bzw. die Fourierbreite des verwendeten Lichtpulses. Insbesondere bei der Verwendung boxförmiger Pulse führt dies schnell zu nicht vernachlässigbaren Anregungen höherer Ordnungen.

## A.9. Das Freifall Interferometer

Zum Test des Bragg-Lasersystems und des Quantisierungsfeldes wurde ein Mach-Zehnder Interferometer mit frei fallenden Atomen realisiert. Das atomare Ensemble wird wie in Kapitel 3.8 zur Quantenentartung gekühlt und in den Zustand  $|1, 1\rangle$  transferiert. Die zwei Strahlen der gekreuzten Dipolfalle werden simultan abgeschaltet. Nach einer Freifalldauer  $T_{\text{frei}} = 1$  ms wird der Strahlteilerpuls appliziert. Die Variation der Pulsseparationszeit  $T$  zeigt das in Kapitel 5.2.2 beschriebene, beschleunigte Interferometersignal. Der gemessene Kontrast beträgt  $C = 47,4\%$ .

<sup>5</sup>Bei der symmetrischen Aufspaltung durch Doppel-Raman ermöglicht die Zustandsreinigung nach jedem Puls einen großen Vorteil gegenüber Bragg. Die im Ausgangszustand verbliebenen Atome können hier selektiv resonant entfernt werden.

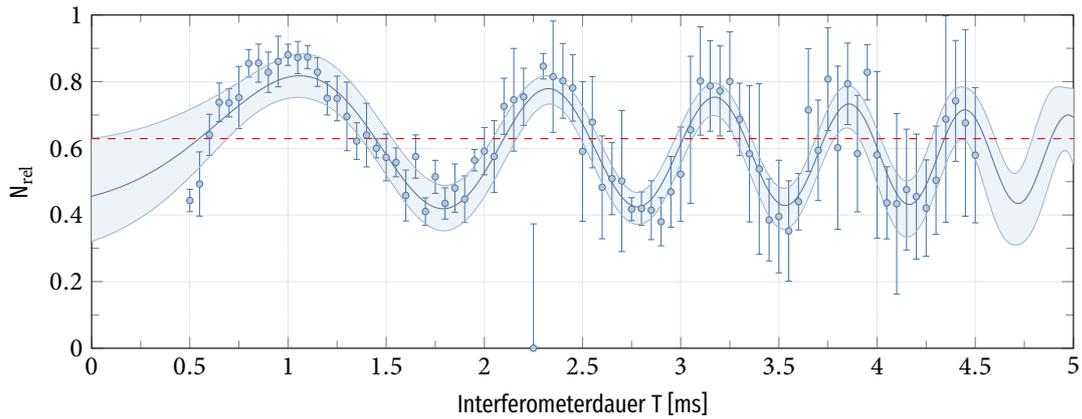


ABBILDUNG A.14.: Signal des Atominterferometers mit frei fallenden Atomen.

## A.10. Anhang zum Interferometerkontrast

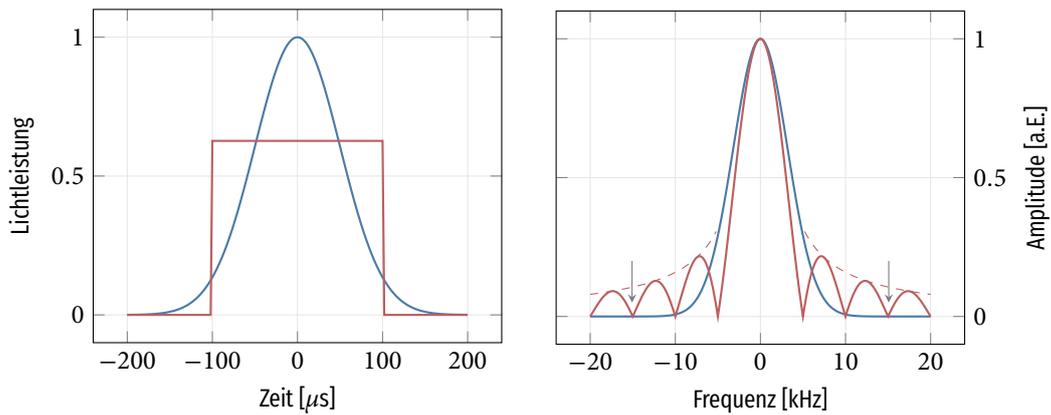


ABBILDUNG A.15.: **Links:** Darstellung des Gauß- (blau) und Boxpulses (rot) in der Zeitdomäne. Die Flächen der Pulse sind normiert, die Breite des Boxpulses entspricht der  $\sigma^2$  Breite des Gaußpulses. **Rechts:** Die korrespondierenden Spektren im Frequenzraum. Die Frequenz zum Übertrag von  $\Delta p = \pm 4 \hbar k$  sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

### Wechselwirkungsabhängiger Kontrastverlust

Während des Teilens des atomaren Ensembles durch den  $\pi/2$ -Puls wird die maximale Dichte innerhalb der ersten Millisekunden stark reduziert. Dies bewirkt eine Änderung der Dämpfung  $\tau(t)$ . Die Änderung des Kontrastes in Abhängigkeit der maximalen Dichte errechnet sich durch:

$$\begin{aligned}
 dC(t) &= f(t) dt \cdot C_0 \\
 \frac{dC(t)}{C_0} &= -f(t) dt \\
 \int \frac{dC(t)}{C_0} &= -\int f(t) dt \\
 \ln \frac{C(t)}{C_0} &= -\int f(t) dt \\
 C(t) &= C_0 \cdot e^{-\int f(t) dt}
 \end{aligned}$$

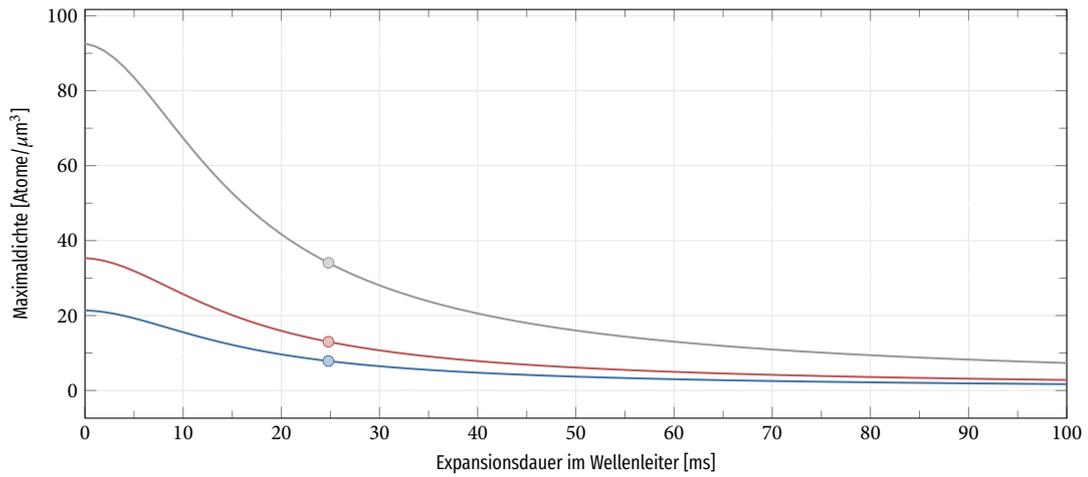


ABBILDUNG A.16: Maximaldichte des BECs in Abhängigkeit der Expansionsdauer im Wellenleiter für  $N_{\text{Sum}} = 8 \cdot 10^3$  (blau),  $15 \cdot 10^3$  (rot) und  $50 \cdot 10^3$  (grau) Atome. Die Punkte markieren den Zeitpunkt, bei der die Dichte auf  $1/e$  der Maximaldichte abgefallen ist.

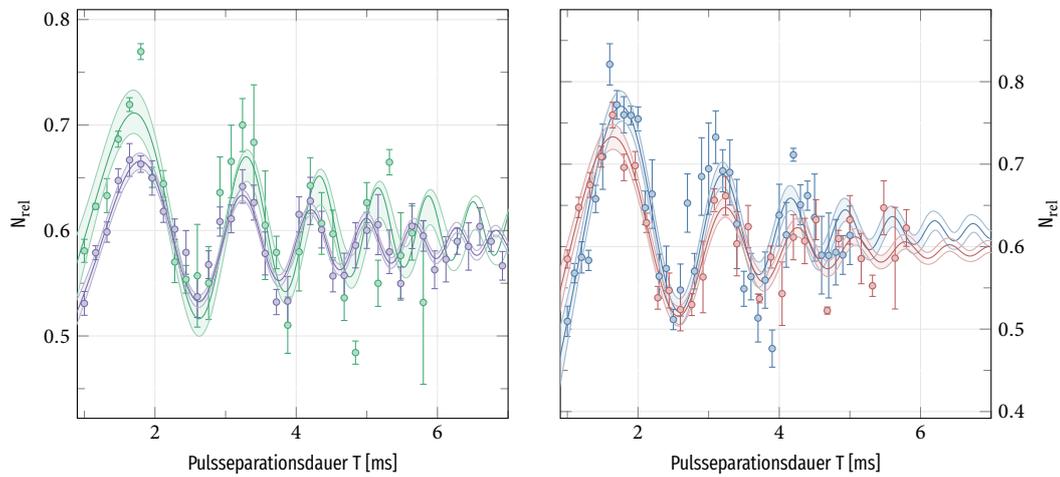


ABBILDUNG A.17: Datengrundlage zu Abb. 5.11. Ausgangssignal des Atominterferometers mit initialer longitudinaler Fallenfrequenz  $\omega = 8,5$  Hz (links) und  $\omega = 14,2$  Hz (rechts).

Hier ist  $f(t) = \rho_{\text{max}}(t)$  die Maximaldichte der Wellenfunktion während des Teilens durch den  $\pi/2$ -Puls. Die Verläufe der Maximaldichte und die normierte Dämpfung ( $e^{-\tau(t)}$ ) für  $N_{\text{Sum}} = 8, 15, \text{ und } 55 \cdot 10^3$  Atome sind Abhängigkeit der Separationsdauer in Abbildung A.18 dargestellt.

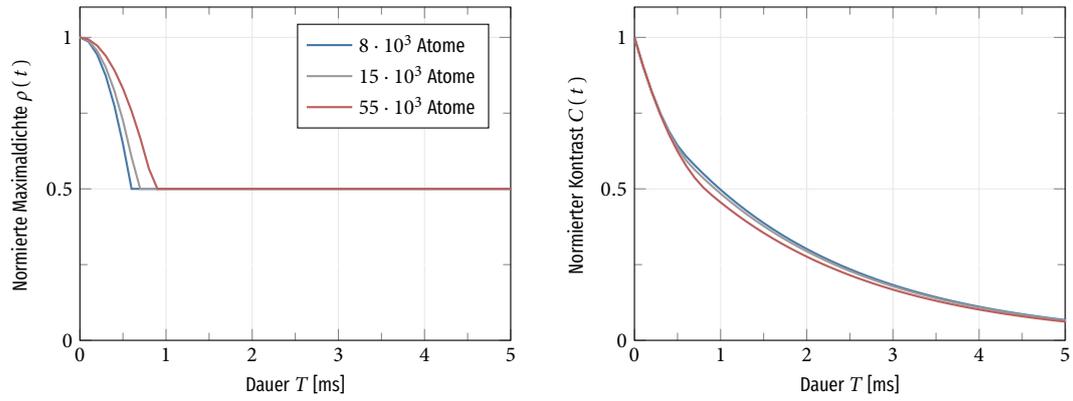


ABBILDUNG A18.: Verlauf der Maximaldichte im Interferometer nach dem initialen  $\pi/2$ -Puls (links). Verlauf Kontrast (rechts). Dargestellt für  $N = \{8, 15 \text{ und } 55\} \cdot 10^3$  Atome.

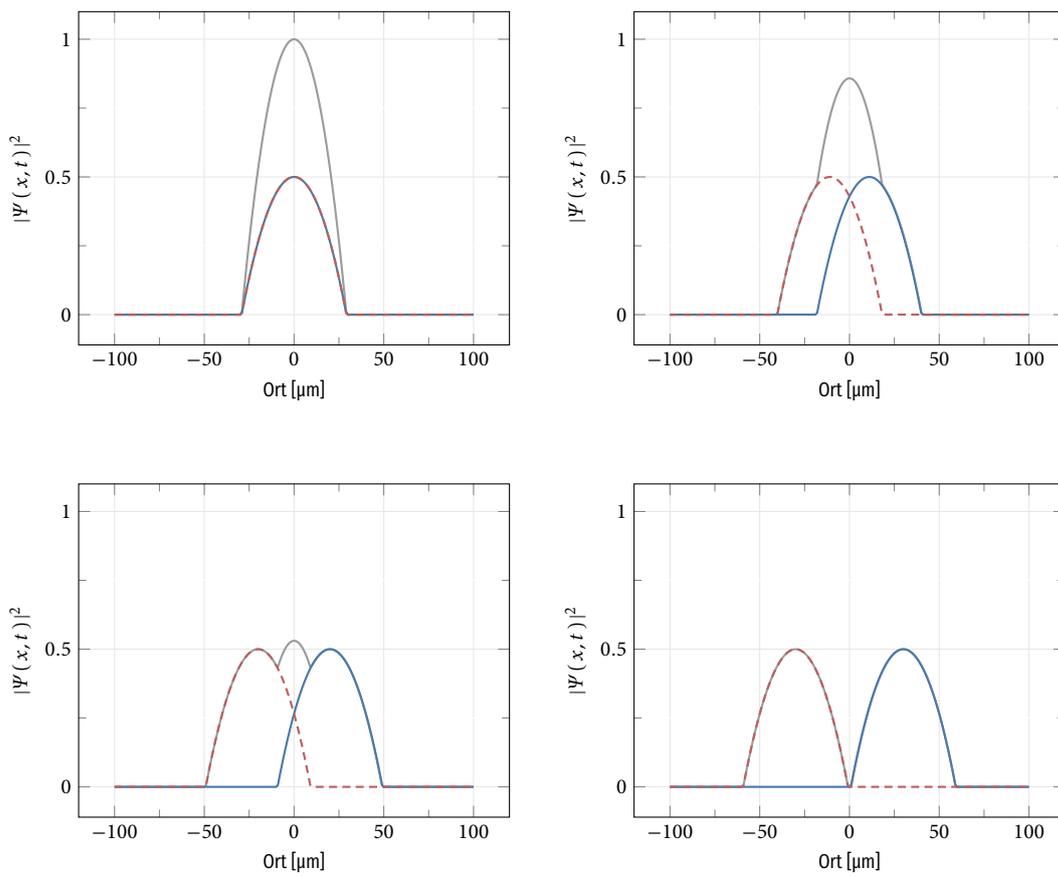


ABBILDUNG A19.: Schematische Darstellung der Dichten ( $+2\hbar k$  (blau),  $-2\hbar k$  (rot), Summe im Überlapp (grau)) nach der ersten Strahlteilung.

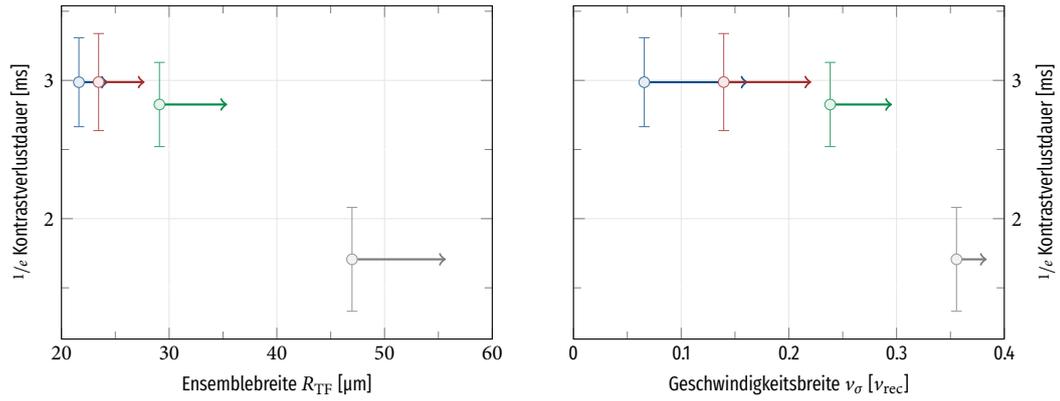


ABBILDUNG A.20.:  $1/e$  - Zeitkonstante der Dämpfung des Interferometersignals in Abhängigkeit der Ensemblebreite (links) und der Geschwindigkeitsbreite (rechts). Die Variation der Parameter ist durch die Änderung der Wartedauer ( $t_{\text{warte}} = \{2 \text{ ms (blau)}, 5 \text{ ms (rot)}, 10 \text{ ms (grün)}, 20 \text{ ms (grau)}\}$ ) zwischen dem Beladen des Wellenleiters und dem Startzeitpunkt des Interferometers realisiert. Die Startparameter sind als Punkte dargestellt. Die Dämpfungsrate ist jeweils aus Interferometersignalen mit  $1 \leq T \leq 4 \text{ ms}$  entnommen. Das während dieser Dauer überschrittene Intervall ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Die mittlere Atomzahl im BEC beträgt  $N = 8 \cdot 10^3$  Atome.

---

# Glossar

## **ECDL**

External Cavity Laser (*engl. für: Laser mit externem Resonator*). In diesem Experiment bildet eine 780 nm Laserdiode das aktive Medium. Der Resonator ist in Katzenaugen-Konfiguration designet. Die Reflektivität des Auskoppelspiegels beträgt  $R = 30\%$ . 12, 15

## **IGP**

Ionengeretterpumpe zur Aufrechterhaltung des Ultrahochvakuums. Das Wirkungsprinzip beruht auf der Ionisation der Gasatome und anschließender chemischer Bindung. 10

## **Interrupt**

*engl. für: Unterbrechung*. Wird in der Informatik genutzt um den laufenden Prozess vorübergehend zu unterbrechen und einen zeitkritischen (meist kurzen) Prozess abzuarbeiten. 25

## **MOPA**

Master Oscillator Power Amplifier (*engl. für Hauptoszillator Leistungsverstärker*) bestehend aus einem ECDL-Seedlaser und einem TA. 12, 15

## **NAND**

Not And (*engl. für: Nicht Und*) Gatter. Ist ein Logikgatter mit zwei oder mehr Eingängen und einem Ausgang zwischen denen die logische Verknüpfung "Nicht Und" besteht. 22

## **TBUS**

Ist ein nach seinem Entwickler Thijs Wéndrich benanntes „Binary Unit System“ zur Kommunikation zwischen verschiedenen im LASUS-projekt entwickelten Elektronikkomponenten. 15, 32

## **TTL**

Transistor-Transistor-Logik. Die digitalen Signale werden in diesem Experiment meist zur zeitlichen Synchronisation verschiedener Geräte verwendet. 25

## **VCA**

Voltage controlled Attenuator (*engl. für: Spannungsgesteuerter Abschwächer*). 16



---

# Literaturverzeichnis

- [1] A. A. MICHELSON & E. W. MORLEY »On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether« in: *American Journal of Science* s3-34.203 (1887), S. 333–345 DOI: 10.2475/ajs.s3-34.203.333 (siehe S. 1)
- [2] R. COLELLA, A. W. OVERHAUSER & S. A. WERNER »Observation of Gravitationally Induced Quantum Interference« in: *Physical Review Letters* 34.23 (1975), S. 1472–1474 DOI: 10.1103/physrevlett.34.1472 (siehe S. 1)
- [3] A. AGARWAL u. a. »A nanofabricated, monolithic, path-separated electron interferometer« in: *Scientific Reports* 7.1 (2017) DOI: 10.1038/s41598-017-01466-0 (siehe S. 1)
- [4] D. W. KEITH u. a. »An interferometer for atoms« in: *Physical Review Letters* 66.21 (1991), S. 2693–2696 DOI: 10.1103/physrevlett.66.2693 (siehe S. 1)
- [5] A. D. CRONIN, J. SCHMIEDMAYER & D. E. PRITCHARD »Optics and interferometry with atoms and molecules« in: *Reviews of Modern Physics* 81.3 (2009), S. 1051–1129 DOI: 10.1103/revmodphys.81.1051 (siehe S. 1)
- [6] P. HASLINGER u. a. »A universal matter-wave interferometer with optical ionization gratings in the time domain« in: *Nature Physics* 9.3 (2013), S. 144–148 DOI: 10.1038/nphys2542 (siehe S. 1)
- [7] M. R. ANDREWS »Observation of Interference Between Two Bose Condensates« in: *Science* 275.5300 (1997), S. 637–641 DOI: 10.1126/science.275.5300.637 (siehe S. 1)
- [8] S. ABEND u. a. »Atom-Chip Fountain Gravimeter« in: *Physical Review Letters* 117.20 (2016) DOI: 10.1103/physrevlett.117.203003 (siehe S. 1, 2, 87)
- [9] A. EINSTEIN »Quantentheorie des einatomigen idealen Gases« in: *Sitzungsbericht der Preussischen Akademie der Wissenschaften* (1925) (siehe S. 2)
- [10] BOSE »Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese« in: *Zeitschrift für Physik* 26.1 (1924), S. 178–181 DOI: 10.1007/bf01327326 (siehe S. 2)
- [11] C. C. BRADLEY u. a. »Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions« in: *Physical Review Letters* 75.9 (1995), S. 1687–1690 DOI: 10.1103/physrevlett.75.1687 (siehe S. 2)
- [12] K. B. DAVIS u. a. »Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms« in: *Physical Review Letters* 75.22 (1995), S. 3969–3973 DOI: 10.1103/physrevlett.75.3969 (siehe S. 2, 27, 52)
- [13] M. H. ANDERSON u. a. »Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor« in: *Science* 269.5221 (1995), S. 198–201 DOI: 10.1126/science.269.5221.198 (siehe S. 2)

- [14] I. SPIELMAN, W. PHILLIPS & J. PORTO »Mott-Insulator Transition in a Two-Dimensional Atomic Bose Gas« in: *Physical Review Letters* 98.8 (2007) DOI: 10.1103/physrevlett.98.080404 (siehe S. 2)
- [15] O. MORSCH & M. OBERTHALER »Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices« in: *Reviews of Modern Physics* 78.1 (2006), S. 179–215 DOI: 10.1103/revmodphys.78.179 (siehe S. 2)
- [16] M. GREINER, C. A. REGAL & D. S. JIN »Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas« in: *Nature* 426.6966 (2003), S. 537–540 DOI: 10.1038/nature02199 (siehe S. 2)
- [17] M. T. BELL & T. P. SOFTLEY »Ultracold molecules and ultracold chemistry« in: *Molecular Physics* 107.2 (2009), S. 99–132 DOI: 10.1080/00268970902724955 (siehe S. 2)
- [18] H. PERRIN »Ultra cold atoms and Bose-Einstein condensation for quantum metrology« in: *The European Physical Journal Special Topics* 172.1 (2009), S. 37–55 DOI: 10.1140/epjst/e2009-01040-8 (siehe S. 2)
- [19] N. J. ENGELSEN »Quantum Metrology Using Large Ensembles of Entangled Atoms« Diss. Department of Physics Stanford University, 2016 (siehe S. 2)
- [20] R. D. MATTUCK »A Guide to Feynman Diagrams in the Many-Body Problem« Dover Publications, 1992 ISBN: 9780486670478 (siehe S. 2)
- [21] D. M. STAMPER-KURN u. a. »Collisionless and Hydrodynamic Excitations of a Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 81.3 (1998), S. 500–503 DOI: 10.1103/physrevlett.81.500 (siehe S. 2)
- [22] D. S. JIN u. a. »Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Dilute Gas« in: *Physical Review Letters* 77.3 (1996), S. 420–423 DOI: 10.1103/physrevlett.77.420 (siehe S. 2, 3)
- [23] D. S. JIN u. a. »Temperature-Dependent Damping and Frequency Shifts in Collective Excitations of a Dilute Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 78.5 (1997), S. 764–767 DOI: 10.1103/physrevlett.78.764 (siehe S. 2, 3)
- [24] M.-O. MEWES u. a. »Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Trap« in: *Physical Review Letters* 77.6 (1996), S. 988–991 DOI: 10.1103/physrevlett.77.988 (siehe S. 2, 3)
- [25] H. OTT u. a. »Nonlinear Dynamics of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Waveguide« in: *Physical Review Letters* 91.4 (2003) DOI: 10.1103/physrevlett.91.040402 (siehe S. 2)
- [26] S. E. POLLACK u. a. »Collective excitation of a Bose-Einstein condensate by modulation of the atomic scattering length« in: *Physical Review A* 81.5 (2010) DOI: 10.1103/physreva.81.053627 (siehe S. 2)

- [27] G. HECHENBLAIKNER u. a. »Observation of Harmonic Generation and Nonlinear Coupling in the Collective Dynamics of a Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 85.4 (2000), S. 692–695 DOI: 10.1103/physrevlett.85.692 (siehe S. 2, 3)
- [28] G. HECHENBLAIKNER u. a. »Calculation of mode coupling for quadrupole excitations in a Bose-Einstein condensate« in: *Physical Review A* 65.3 (2002) DOI: 10.1103/physreva.65.033612 (siehe S. 2)
- [29] W. BAO, D. JAKSCH & P. A. MARKOWICH »Numerical solution of the Gross-Pitaevskii equation for Bose-Einstein condensation« in: *Journal of Computational Physics* 187.1 (2003), S. 318–342 DOI: 10.1016/s0021-9991(03)00102-5 (siehe S. 3)
- [30] L. YOU, W. HOSTON & M. LEWENSTEIN »Low-energy excitations of trapped Bose condensates« in: *Physical Review A* 55.3 (1997), R1581–R1584 DOI: 10.1103/physreva.55.r1581 (siehe S. 3)
- [31] K. G. SINGH & D. S. ROKHSAR »Collective Excitations of a Confined Bose Condensate« in: *Physical Review Letters* 77.9 (1996), S. 1667–1670 DOI: 10.1103/physrevlett.77.1667 (siehe S. 3)
- [32] U. A. KHAWAJA & H. T. C. STOOFF »Kinetic theory of collective excitations and damping in Bose-Einstein condensed gases« in: *Physical Review A* 62.5 (2000) DOI: 10.1103/physreva.62.053602 (siehe S. 3)
- [33] L. PITAEVSKII & S. STRINGARI »Landau damping in dilute Bose gases« in: *Physics Letters A* 235.4 (1997), S. 398–402 DOI: 10.1016/s0375-9601(97)00666-x (siehe S. 3, 71)
- [34] F. CHEVY u. a. »Transverse Breathing Mode of an Elongated Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 88.25 (2002) DOI: 10.1103/physrevlett.88.250402 (siehe S. 3)
- [35] I. VIDANOVIĆ u. a. »Parametric and geometric resonances of collective oscillation modes in Bose-Einstein condensates« in: *Physica Scripta* T149 (2012), S. 014003 DOI: 10.1088/0031-8949/2012/t149/014003 (siehe S. 3)
- [36] I. VIDANOVIĆ u. a. »Nonlinear Bose-Einstein-condensate dynamics induced by a harmonic modulation of the wave scattering length« in: *Physical Review A* 84.1 (2011) DOI: 10.1103/physreva.84.013618 (siehe S. 3)
- [37] L. PITAEVSKII »Phenomenological theory of mode collapse-revival in a confined Bose gas« in: *Physics Letters A* 229.6 (1997), S. 406–410 DOI: 10.1016/s0375-9601(97)00261-2 (siehe S. 3)
- [38] D. YAN u. a. »Multiple dark-bright solitons in atomic Bose-Einstein condensates« in: *Physical Review A* 84.5 (2011) DOI: 10.1103/physreva.84.053630 (siehe S. 3)
- [39] K. E. STRECKER u. a. »Bright matter wave solitons in Bose-Einstein condensates« in: *New Journal of Physics* 5 (2003), S. 73–73 DOI: 10.1088/1367-2630/5/1/373 (siehe S. 3)
- [40] G. MCDONALD u. a. »Bright Solitonic Matter-Wave Interferometer« in: *Physical Review Letters* 113.1 (2014) DOI: 10.1103/physrevlett.113.013002 (siehe S. 3, 100, 102, 103)

- [41] T. YOUNG »XIV. An account of some cases of the production of colours, not hitherto described« in: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 92 (1802), S. 387–397 DOI: 10.1098/rstl.1802.0016 (siehe S. 3)
- [42] T. H. MAIMAN »Stimulated Optical Radiation in Ruby« in: *Nature* 187.4736 (1960), S. 493–494 DOI: 10.1038/187493a0 (siehe S. 3)
- [43] G. MÖLLENSTEDT & H. DÜKER »Beobachtungen und Messungen an Biprisma-Interferenzen mit Elektronenwellen« in: *Zeitschrift für Physik* 145.3 (1956), S. 377–397 DOI: 10.1007/bf01326780 (siehe S. 3)
- [44] H. RAUCH »Scope of the Neutron Interferometry« in: *manuscript for the International Workshop "Neutron Interferometry" - Atominstut der Österreichischen Universitäten* (1978) (siehe S. 3)
- [45] H. MAIER-LEIBNITZ & T. SPRINGER »Ein Interferometer für langsame Neutronen« in: *Zeitschrift für Physik* 167.4 (1962), S. 386–402 DOI: 10.1007/bf01378119 (siehe S. 3)
- [46] O. CARNAL & J. MLYNEK »Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer« in: *Physical Review Letters* 66.21 (1991), S. 2689–2692 DOI: 10.1103/physrevlett.66.2689 (siehe S. 3)
- [47] M. KASEVICH & S. CHU »Atomic interferometry using stimulated Raman transitions« in: *Physical Review Letters* 67.2 (1991), S. 181–184 DOI: 10.1103/physrevlett.67.181 (siehe S. 3)
- [48] M. HAUTH u. a. »First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN« in: *Applied Physics B* 113.1 (2013), S. 49–55 DOI: 10.1007/s00340-013-5413-6 (siehe S. 3, 99)
- [49] B. FANG u. a. »Metrology with Atom Interferometry: Inertial Sensors from Laboratory to Field Applications« in: *Journal of Physics: Conference Series* 723 (2016), S. 012049 DOI: 10.1088/1742-6596/723/1/012049 (siehe S. 3)
- [50] C. FREIER u. a. »Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability« in: *Journal of Physics: Conference Series* 723 (2016), S. 012050 DOI: 10.1088/1742-6596/723/1/012050 (siehe S. 3)
- [51] G. ROSI u. a. »Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms« in: *Nature* 510.7506 (2014), S. 518–521 DOI: 10.1038/nature13433 (siehe S. 3)
- [52] G. TACKMANN u. a. »Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer« in: *New Journal of Physics* 14.1 (2012), S. 015002 DOI: 10.1088/1367-2630/14/1/015002 (siehe S. 3)
- [53] M. CADORET u. a. »Combination of Bloch Oscillations with a Ramsey-Bordé Interferometer: New Determination of the Fine Structure Constant« in: *Physical Review Letters* 101.23 (2008) DOI: 10.1103/physrevlett.101.230801 (siehe S. 3)

- [54] A. WICHT u. a. »A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry« in: *Physica Scripta* T102.1 (2002), S. 82 DOI: 10.1238/physica.topical.102a00082 (siehe S. 3)
- [55] D. SCHLIPPERT u. a. »Quantum Test of the Universality of Free Fall« in: *Physical Review Letters* 112.20 (2014) DOI: 10.1103/physrevlett.112.203002 (siehe S. 3, 88, 89)
- [56] L. PEZZÉ & A. SMERZI »Entanglement, Nonlinear Dynamics, and the Heisenberg Limit« in: *Physical Review Letters* 102.10 (2009) DOI: 10.1103/physrevlett.102.100401 (siehe S. 4)
- [57] S. ABEND »Atom-chip Gravimeter with Bose-Einstein Condensates« Diss. IQ Universität Hannover, 2017 (siehe S. 4, 83, 88)
- [58] S.-W. CHIOU u. a. »102  $h\kappa$  Large Area Atom Interferometers« in: *Physical Review Letters* 107.13 (2011) DOI: 10.1103/physrevlett.107.130403 (siehe S. 4)
- [59] J. HOGAN »Towards Precision Tests of General Relativity Using an Atom Interferometer« Diss. Department of Physics Stanford University, 2010 (siehe S. 4)
- [60] J. HARTWIG u. a. »Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer« in: *New Journal of Physics* 17.3 (2015), S. 035011 DOI: 10.1088/1367-2630/17/3/035011 (siehe S. 4)
- [61] L. ZHOU u. a. »Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement« in: *General Relativity and Gravitation* 43.7 (2011), S. 1931–1942 DOI: 10.1007/s10714-011-1167-9 (siehe S. 4)
- [62] Y. SHIN u. a. »Interference of Bose-Einstein condensates split with an atom chip« in: *Physical Review A* 72.2 (2005) DOI: 10.1103/physreva.72.021604 (siehe S. 4, 86)
- [63] Y.-J. WANG u. a. »Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 94.9 (2005) DOI: 10.1103/physrevlett.94.090405 (siehe S. 4, 86, 99)
- [64] G.-B. JO u. a. »Long Phase Coherence Time and Number Squeezing of Two Bose-Einstein Condensates on an Atom Chip« in: *Physical Review Letters* 98.3 (2007) DOI: 10.1103/physrevlett.98.030407 (siehe S. 4)
- [65] T. BERRADA u. a. »Integrated Mach-Zehnder interferometer for Bose-Einstein condensates« in: *Nature Communications* 4.1 (2013) DOI: 10.1038/ncomms3077 (siehe S. 4)
- [66] L. QI u. a. »Magnetically guided Cesium interferometer for inertial sensing« in: *Applied Physics Letters* 110.15 (2017), S. 153502 DOI: 10.1063/1.4980066 (siehe S. 4, 99)
- [67] G. D. MCDONALD u. a. »Optically guided linear Mach-Zehnder atom interferometer« in: *Physical Review A* 87.1 (2013) DOI: 10.1103/physreva.87.013632 (siehe S. 4, 85, 95, 99, 100)
- [68] G. D. MCDONALD u. a. »80  $h\kappa$  Momentum Separation with Bloch Oscillations in an Optically Guided Atom Interferometer« in: *Physical Review A* 88.5 (2013) DOI: 10.1103/physreva.88.053620 (siehe S. 4, 86, 100)

- [69] S. WU, E. SU & M. PRENTISS »Demonstration of an Area-Enclosing Guided-Atom Interferometer for Rotation Sensing« in: *Physical Review Letters* 99.17 (2007) DOI: 10.1103/physrevlett.99.173201 (siehe S. 4, 99)
- [70] P. D. D. SCHWINDT u. a. »Efficient loading of a magnetic waveguide on an atom chip« in: *Physical Review A* 72.2 (2005) DOI: 10.1103/physreva.72.023612 (siehe S. 4)
- [71] K. GIETKA & J. CHWEDŃCZUK »Atom interferometer in a double-well potential« in: *Physical Review A* 90.6 (2014) DOI: 10.1103/physreva.90.063601 (siehe S. 4)
- [72] T. SCHUMM u. a. »Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip« in: *Nature Physics* 1.1 (2005), S. 57–62 DOI: 10.1038/nphys125 (siehe S. 4)
- [73] J. H. T. BURKE u. a. »Confinement effects in a guided-wave atom interferometer with millimeter-scale arm separation« in: *Physical Review A* 78.2 (2008) DOI: 10.1103/physreva.78.023619 (siehe S. 4, 99)
- [74] M. HORIKOSHI & K. NAKAGAWA »Suppression of Dephasing due to a Trapping Potential and Atom-Atom Interactions in a Trapped-Condensate Interferometer« in: *Physical Review Letters* 99.18 (2007) DOI: 10.1103/physrevlett.99.180401 (siehe S. 4)
- [75] M. OLSHANII & V. DUNJKO »Interferometry in dense nonlinear media and interaction-induced loss of contrast in microfabricated atom interferometers« in: *ArXiv* (2005) arXiv: cond-mat/0505358v2 [cond-mat.other] (siehe S. 4)
- [76] J. A. STICKNEY, D. Z. ANDERSON & A. A. ZOZULYA »Increasing the coherence time of Bose-Einstein-condensate interferometers with optical control of dynamics« in: *Physical Review A* 75.6 (2007) DOI: 10.1103/physreva.75.063603 (siehe S. 4)
- [77] H. AMMANN & N. CHRISTENSEN »Delta Kick Cooling: A New Method for Cooling Atoms« in: *Physical Review Letters* 78.11 (1997), S. 2088–2091 DOI: 10.1103/physrevlett.78.2088 (siehe S. 6, 84)
- [78] F. KÖSEL »Realisation of a Vacuum System for the Generation of  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein Condensates« Diplomarbeit IQ Universität Hannover, 2011 (siehe S. 9, 22)
- [79] M. WIELITZKA »Realisierung einer Apparatur für Experimente im Spinorgasen« Masterarbeit IQ Universität Hannover, 2012 (siehe S. 9)
- [80] K. DIECKMANN u. a. »Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms« in: *Physical Review A* 58.5 (1998), S. 3891–3895 DOI: 10.1103/physreva.58.3891 (siehe S. 9, 63)
- [81] S. CHAUDHURI, S. ROY & C. S. UNNIKRISHNAN »Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations« in: *Physical Review A* 74.2 (2006) DOI: 10.1103/physreva.74.023406 (siehe S. 9, 40)
- [82] W. D. PHILLIPS & H. METCALF »Laser Deceleration of an Atomic Beam« in: *Physical Review Letters* 48.9 (1982), S. 596–599 DOI: 10.1103/physrevlett.48.596 (siehe S. 9, 40)

- [83] Z. T. LU u. a. »Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap« in: *Physical Review Letters* 77.16 (1996), S. 3331–3334 DOI: 10.1103/physrevlett.77.3331 (siehe S. 9, 40, 41, 63)
- [84] H. HEINE »Realisierung und Charakterisierung von Strahlformungsoptiken zur Kühlung von atomaren Ensembles« Bachelorarbeit IQ Universität Hannover, 2013 (siehe S. 10)
- [85] S. BALI u. a. »Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss« in: *Physical Review A* 60.1 (1999), R29–R32 DOI: 10.1103/physreva.60.r29 (siehe S. 11)
- [86] T. ARPORNTHIP, C. A. SACKETT & K. J. HUGHES »Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap« in: *Physical Review A* 85.3 (2012) DOI: 10.1103/physreva.85.033420 (siehe S. 11)
- [87] L. RICCI u. a. »A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics« in: *Optics Communications* 117.5-6 (1995), S. 541–549 DOI: 10.1016/0030-4018(95)00146-y (siehe S. 12)
- [88] X. BAILLARD u. a. »Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers« in: *Optics Communications* 266.2 (2006), S. 609–613 DOI: 10.1016/j.optcom.2006.05.011 (siehe S. 12)
- [89] M. GILOWSKI u. a. »Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms« in: *Optics Communications* 280.2 (2007), S. 443–447 DOI: 10.1016/j.optcom.2007.08.043 (siehe S. 12)
- [90] A. HERBST »A Laser System for Testing the MAIUS-B Payload« Masterarbeit IQ Universität Hannover, 2018 (siehe S. 12)
- [91] R. ENGELBRECHT »Nichtlineare Faseroptik: Grundlagen und Anwendungsbeispiele« 2015, 81 ff. (Siehe S. 12)
- [92] E. L. RAAB u. a. »Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure« in: *Physical Review Letters* 59.23 (1987), S. 2631–2634 DOI: 10.1103/physrevlett.59.2631 (siehe S. 12)
- [93] E. A. DONLEY u. a. »Double-pass acousto-optic modulator system« in: *Review of Scientific Instruments* 76.6 (2005), S. 063112 DOI: 10.1063/1.1930095 (siehe S. 13)
- [94] S. BODE »Realization of a Laser System for the Generation of a  $^{87}\text{Rb}$  BEC« Diplomarbeit IQ Universität Hannover, 2011 (siehe S. 13, 14)
- [95] G. C. BJORKLUND »Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions« in: *Optics Letters* 5.1 (1980), S. 15 DOI: 10.1364/ol.5.000015 (siehe S. 14)
- [96] C. J. FOOT »Atomic Physics (Oxford Master Series in Physics)« Oxford University Press, 2005 ISBN: 9780198506966 (siehe S. 14)

- [97] U. VELTE »Orbit simulations and optical phase locking techniques for an atom interferometric test of the universality of free fall«. eng (2018) DOI: 10.15488/3935 (siehe S. 15)
- [98] A. PAPE »Hochstabiler Lokaloszillator für einen Optischen Magnesium-Frequenzstandard« Diss. IQ Universität Hannover, 2012 (siehe S. 15)
- [99] D. J. MCCARRON, S. A. KING & S. L. CORNISH »Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium« in: *Measurement Science and Technology* 19.10 (2008), S. 105601 DOI: 10.1088/0957-0233/19/10/105601 (siehe S. 15, 117)
- [100] T. GAYLORD & M. MOHARAM »Analysis and applications of optical diffraction by gratings« in: *Proceedings of the IEEE* 73.5 (1985), S. 894–937 DOI: 10.1109/proc.1985.13220
- [101] G. K. WOODGATE »Elementary Atomic Structure« hrsg. von 2. ND. 1980, S. 187–188 (siehe S. 17)
- [102] D. PETKOVIC & M. RADIC »Generalization of Helmholtz coil problem« in: *Serbian Journal of Electrical Engineering* 12.3 (2015), S. 375–384 DOI: 10.2298/sjee1503375p (siehe S. 18, 19)
- [103] J. P. SILVA & A. J. SILVESTRE »Comparing a current-carrying circular wire with polygons of equal perimeter: magnetic field versus magnetic flux« in: *European Journal of Physics* 26.5 (2005), S. 783–790 DOI: 10.1088/0143-0807/26/5/010 (siehe S. 18)
- [104] B. INSTRUMENTS *Datasheet: Mag-03 Three-Axis Magnetic Field Sensor* 2018 (siehe S. 20)
- [105] H. DJAMALI »Realisierung und Charakterisierung einer Aktiven Magnetfeldstabilisierung für Experimente an ultrakalten Atomen« Bachelorarbeit IQ Universität Hannover, 2018 (siehe S. 20)
- [106] J. WILL »Symmetrieabhängige Frequenzverschiebung in Atomuhren« Diss. IQ Universität Hannover, 2012 (siehe S. 22, 46, 57, 64)
- [107] L. STINY »Passive elektronische Bauelemente: Aufbau, Funktion, Eigenschaften, Dimensionierung und Anwendung (German Edition)« Springer Vieweg, 2015 ISBN: 9783658086527 (siehe S. 24)
- [108] A. DEVICES »Datasheet HMC834LP6GE« 2018 URL: <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/hmc834.pdf> (siehe S. 25)
- [109] D. A. STECK »Rubidium 87 D Line Data« in: <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf> (2003) (siehe S. 27, 29)
- [110] D. A. SMITH u. a. »Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips« in: *Optics Express* 19.9 (2011), S. 8471 DOI: 10.1364/oe.19.008471
- [111] W. HERR »Eine kompakte Quelle quantenentarteter Gase hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit« PhD Thesis IQ Universität Hannover, 2013 (siehe S. 28, 29, 34, 63)

- [112] J. RUDOLPH »Matter-Wave Optics with Bose-Einstein Condensates in Microgravity« PhD Thesis IQ Universität Hannover, 2016 (siehe S. 28)
- [113] T. PYRAGIUS »Developing and building an absorption imaging system for Ultracold Atoms« in: *arXiv* (2012) arXiv: 1209.3408v3 [physics.ins-det] (siehe S. 28)
- [114] T. VANZOEST »Realisierung erster quantenentarteter Gase unter Schwerelosigkeit« PhD Thesis IQ Universität Hannover, 2008 (siehe S. 28, 30)
- [115] W. KETTERLE, D. S. DURFEE & D. M. STAMPER-KURN »Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates« in: *ArXiv* (1999) arXiv: cond-mat/9904034v2 [cond-mat] (siehe S. 28, 58)
- [116] G. REINAUDI u. a. »Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms« in: *Optics Letters* 32.21 (2007), S. 3143 DOI: 10.1364/ol.32.003143 (siehe S. 29, 31)
- [117] L. D. TURNER u. a. »Off-resonant defocus-contrast imaging of cold atoms« in: *Optics Letters* 29.3 (2004), S. 232 DOI: 10.1364/ol.29.000232 (siehe S. 30)
- [118] I. GEISEL u. a. »Evolutionary optimization of an experimental apparatus« in: *Applied Physics Letters* 102.21 (2013), S. 214105 DOI: 10.1063/1.4808213 (siehe S. 34)
- [119] I. KRUSE »Quantum metrology with Einstein-Podolsky-Rosen entangled atoms« Diss. IQ Universität Hannover, 2015 (siehe S. 34)
- [120] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER & Y. B. OVCHINNIKOV »Optical Dipole Traps for Neutral Atoms« in: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* Elsevier, 2000, S. 95–170 DOI: 10.1016/s1049-250x(08)60186-x (siehe S. 34, 52)
- [121] N. GAALOUL u. a. »Theoretical study of a cold-atom beam splitter« in: *Physical Review A* 74.2 (2006) DOI: 10.1103/physreva.74.023620 (siehe S. 35)
- [122] S. CHAUDHURI, S. ROY & C. S. UNNIKRISHNAN »Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations« in: *Physical Review A* 74.2 (2006) DOI: 10.1103/physreva.74.023406 (siehe S. 41)
- [123] T. A. SCHULZE »Quantum degenerate mixtures of  $^{23}\text{Na}$ - $^{39}\text{K}$  and coherent transfer paths in NaK molecules« Diss. IQ Universität Hannover, 2018 (siehe S. 42, 48, 49, 51, 57, 58)
- [124] P. D. LETT u. a. »Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit« in: *Physical Review Letters* 61.2 (1988), S. 169–172 DOI: 10.1103/physrevlett.61.169 (siehe S. 44)
- [125] H. J. METCALF & P. VAN DER STRATEN »Laser Cooling and Trapping« Springer New York, 1999 DOI: 10.1007/978-1-4612-1470-0 (siehe S. 44)
- [126] S. CHU u. a. »Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure« in: *Physical Review Letters* 55.1 (1985), S. 48–51 DOI: 10.1103/physrevlett.55.48 (siehe S. 44)

- [127] D. A. STECK »Rubidium  $^{87}\text{D}$  Line Data« Oregon Center for Optics und Department of Physics, University of Oregon 2015 URL: <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf> (siehe S. 44)
- [128] J. DALIBARD & C. COHEN-TANNOUJDI »Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models« in: *Journal of the Optical Society of America B* 6.11 (1989), S. 2023 DOI: 10.1364/josab.6.002023 (siehe S. 44)
- [129] A. M. STEANE & C. J. FOOT »Laser Cooling below the Doppler Limit in a Magneto-Optical Trap« in: *Europhysics Letters (EPL)* 14.3 (1991), S. 231–236 DOI: 10.1209/0295-5075/14/3/008 (siehe S. 44)
- [130] P. W. H. PINKSE u. a. »Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas« in: *Physical Review Letters* 78.6 (1997), S. 990–993 DOI: 10.1103/physrevlett.78.990 (siehe S. 47)
- [131] R. FRIEDEMANN »Design and construction of an atomic clock on an atom chip« Diss. Université Pierre et Marie Curie - Paris, 2009 (siehe S. 47)
- [132] J. STUHLER u. a. »Continuous loading of a magnetic trap« in: *Physical Review A* 64.3 (2001) DOI: 10.1103/physreva.64.031405 (siehe S. 48)
- [133] N. BUCHHEIM »Dual-species apparatus for creating a dipolar quantum gas of  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  molecules« Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2015 (siehe S. 48)
- [134] H. F. HESS »Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen« in: *Physical Review B* 34.5 (1986), S. 3476–3479 DOI: 10.1103/physrevb.34.3476 (siehe S. 48)
- [135] N. MASUHARA u. a. »Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen« in: *Physical Review Letters* 61.8 (1988), S. 935–938 DOI: 10.1103/physrevlett.61.935 (siehe S. 48)
- [136] O. J. LUITEN, M. W. REYNOLDS & J. T. M. WALRAVEN »Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas« in: *Physical Review A* 53.1 (1996), S. 381–389 DOI: 10.1103/physreva.53.381 (siehe S. 48)
- [137] C. R. MONROE u. a. »Measurement of Cs-Cs elastic scattering at  $T=30\ \mu\text{K}$ « in: *Physical Review Letters* 70.4 (1993), S. 414–417 DOI: 10.1103/physrevlett.70.414 (siehe S. 49)
- [138] W. KETTERLE & N. V. DRUTEN »Evaporative Cooling of Trapped Atoms« in: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* Elsevier, 1996, S. 181–236 DOI: 10.1016/s1049-250x(08)60101-9 (siehe S. 49)
- [139] C. GERRY & P. KNIGHT »Introductory Quantum Optics« Cambridge University Press, 2004 DOI: 10.1017/cbo9780511791239 (siehe S. 50)
- [140] E. MAJORANA »Atomi orientati in campo magnetico variabile« in: *Il Nuovo Cimento* 9.2 (1932), S. 43–50 DOI: 10.1007/bf02960953 (siehe S. 51)

- [141] W. PETRICH u. a. »Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms« in: *Physical Review Letters* 74.17 (1995), S. 3352–3355 DOI: 10.1103/physrevlett.74.3352 (siehe S. 51, 52)
- [142] Y.-J. LIN u. a. »Rapid production of  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential« in: *Physical Review A* 79.6 (2009) DOI: 10.1103/physreva.79.063631 (siehe S. 52, 64)
- [143] G. K. BÜNING »Lange Kohärenzzeit potisch gefangener Ensembles« Diss. IQ Universität Hannover, 2011 (siehe S. 52)
- [144] D.-F. ZHANG u. a. »Production of Rubidium Bose—Einstein Condensate in an Optically Plugged Magnetic Quadrupole Trap« in: *Chinese Physics Letters* 33.7 (2016), S. 076701 DOI: 10.1088/0256-307x/33/7/076701 (siehe S. 52)
- [145] M. SIERCKE »Realization of Bose-Einstein Condensation of  $^{87}\text{Rb}$  in a Time orbiting potential trap« Diss. University of Toronto, 2011 (siehe S. 52)
- [146] V. G. MINOGIN, J. A. RICHMOND & G. I. OPAT »Time-orbiting-potential quadrupole magnetic trap for cold atoms« in: *Physical Review A* 58.4 (1998), S. 3138–3145 DOI: 10.1103/physreva.58.3138 (siehe S. 52)
- [147] K. MOORE u. a. »Bose-Einstein condensation in a mm-scale Ioffe-Pritchard trap« in: *Applied Physics B* 82.4 (2006), S. 533–538 DOI: 10.1007/s00340-005-2101-1 (siehe S. 52)
- [148] M. SAFRONOVA, B. ARORA & C. CLARK »Frequency-dependent polarizabilities of alkali-metal atoms from ultraviolet through infrared spectral regions« in: *Physical Review A* 73.2 (2006) DOI: 10.1103/physreva.73.022505 (siehe S. 53)
- [149] C. KLEMPT »Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen« Diss. IQ Universität Hannover, 2007 (siehe S. 58)
- [150] Y. KAGAN, A. MURYSHEV & G. SHLYAPNIKOV »Collapse and Bose-Einstein Condensation in a Trapped Bose Gas with Negative Scattering Length« in: *Physical Review Letters* 81.5 (1998), S. 933–937 DOI: 10.1103/physrevlett.81.933 (siehe S. 59)
- [151] J. L. ROBERTS u. a. »Controlled Collapse of a Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 86.19 (2001), S. 4211–4214 DOI: 10.1103/physrevlett.86.4211 (siehe S. 59)
- [152] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT & R. G. HULET »Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number« in: *Physical Review Letters* 78.6 (1997), S. 985–989 DOI: 10.1103/physrevlett.78.985 (siehe S. 59)
- [153] M. EGOROV u. a. »Measurement of s-wave scattering lengths in a two-component Bose-Einstein condensate« in: *Physical Review A* 87.5 (2013) DOI: 10.1103/physreva.87.053614 (siehe S. 59)

- [154] Y. CASTIN & R. DUM »Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps« in: *Physical Review Letters* 77.27 (1996), S. 5315–5319 DOI: 10.1103/physrevlett.77.5315 (siehe S. 59, 68)
- [155] Y. KAGAN, E. L. SURKOV & G. V. SHLYAPNIKOV »Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential« in: *Physical Review A* 54.3 (1996), R1753–R1756 DOI: 10.1103/physreva.54.r1753 (siehe S. 59)
- [156] F. DALFOVO u. a. »Nonlinear dynamics of a Bose condensed gas« in: *Physics Letters A* 227.3-4 (1997), S. 259–264 DOI: 10.1016/s0375-9601(97)00069-8 (siehe S. 59)
- [157] A. ABRAGAM »Principles of Nuclear Magnetism« Clarendon Press, 1983, S. 19 ISBN: 978-0198520146 (siehe S. 61)
- [158] M. M. T. LOY »Observation of Population Inversion by Optical Adiabatic Rapid Passage« in: *Physical Review Letters* 32.15 (1974), S. 814–817 DOI: 10.1103/physrevlett.32.814 (siehe S. 61)
- [159] C. STAARMANN »Towards a Hybrid Quantum System« Diss. Department Physik Universität Hamburg, 2016 (siehe S. 63)
- [160] B. LÜCKE »Multi-particle entanglement in a spinor Bose-Einstein condensate for quantum-enhanced interferometry« Diss. IQ Universität Hannover, 2014 (siehe S. 63)
- [161] K. JIMENEZ-GARCIA »Artificial Gauge Fields for Ultracold Neutral Atoms« Diss. NIST Maryland, 2012 (siehe S. 63)
- [162] C. Y. PARK, M. S. JUN & D. CHO »Magneto-optical trap loaded from a low-velocity intense source« in: *Journal of the Optical Society of America B* 16.6 (1999), S. 994 DOI: 10.1364/josab.16.000994 (siehe S. 63)
- [163] Y. B. OVCHINNIKOV »Compact magneto-optical sources of slow atoms« in: *Optics Communications* 249.4-6 (2005), S. 473–481 DOI: 10.1016/j.optcom.2005.01.047 (siehe S. 63)
- [164] M. ZAISER »Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie« Diss. IQ Universität Hannover, 2010 (siehe S. 64)
- [165] J. GUENA u. a. »Demonstration of a dual alkali Rb/Cs fountain clock« in: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 57.3 (2010), S. 647–653 DOI: 10.1109/tuffc.2010.1461 (siehe S. 64)
- [166] S. CARNOT »Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance« 1824 (siehe S. 65)
- [167] W. RANKINE »A manual of applied mechanics« 1858 (siehe S. 65)
- [168] D. COMPARAT »General conditions for quantum adiabatic evolution« in: *Physical Review A* 80.1 (2009) DOI: 10.1103/physreva.80.012106 (siehe S. 65, 66)
- [169] M. BORN & V. FOCK »Beweis des Adiabatenatzes« in: *Zeitschrift für Physik* 51.3-4 (1928), S. 165–180 DOI: 10.1007/bf01343193 (siehe S. 65)

- [170] J.-F. SCHAFF »Shortcuts to adiabaticity for ultracold gases« Diss. Université Nice Sophia Antipolis, 2011 (siehe S. 66, 67)
- [171] X. CHEN u. a. »Fast Optimal Frictionless Atom Cooling in Harmonic Traps: Shortcut to Adiabaticity« in: *Physical Review Letters* 104.6 (2010) DOI: 10.1103/physrevlett.104.063002 (siehe S. 66)
- [172] S. STRINGARI »Collective Excitations of a Trapped Bose-Condensed Gas« in: *Physical Review Letters* 77.12 (1996), S. 2360–2363 DOI: 10.1103/physrevlett.77.2360 (siehe S. 68)
- [173] H. NYQUIST »Certain Topics in Telegraph Transmission Theory« in: *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* 47.2 (1928), S. 617–644 DOI: 10.1109/taiee.1928.5055024 (siehe S. 70)
- [174] S. T. BELIAEV »Energy-Spectrum of a Non-Ideal Bose Gas« in: *JEPT* (1957) (siehe S. 71)
- [175] A. SMERZI & S. FANTONI »Large Amplitude Oscillations of a Bose Condensate« in: *Physical Review Letters* 78.19 (1997), S. 3589–3593 DOI: 10.1103/physrevlett.78.3589 (siehe S. 71)
- [176] W. HERR »Introduction to Landau Damping« in: *arXiv* (2016) DOI: 10.5170/CERN-2014-009.377 arXiv: 1601.05227v1 [physics.acc-ph] (siehe S. 71)
- [177] E. LIFSHITZ & L. P. PITAEVSKII »Kinetic Physics (Pergamon, Oxford)« 1980 (siehe S. 71)
- [178] J. ARLT »Wechselwirkung in ultrakalten Quantengasen« Habilitation IQ Universität Hannover, 2007 (siehe S. 73)
- [179] H. MÜNTINGA u. a. »Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity« in: *Physical Review Letters* 110.9 (2013) DOI: 10.1103/physrevlett.110.093602 (siehe S. 73)
- [180] C. MENOTTI & S. STRINGARI »Collective oscillations of a one-dimensional trapped Bose-Einstein gas« in: *Physical Review A* 66.4 (2002) DOI: 10.1103/physreva.66.043610 (siehe S. 73, 83)
- [181] S. DETTMER u. a. »Observation of Phase Fluctuations in Elongated Bose-Einstein Condensates« in: *Physical Review Letters* 87.16 (2001) DOI: 10.1103/physrevlett.87.160406 (siehe S. 73)
- [182] D. HELLWEG u. a. »Phase fluctuations in Bose-Einstein condensates« in: *Applied Physics B* 73.8 (2001), S. 781–789 DOI: 10.1007/s003400100747 (siehe S. 73)
- [183] D. CLÉMENT u. a. »Density modulations in an elongated Bose-Einstein condensate released from a disordered potential« in: *Physical Review A* 77.3 (2008) DOI: 10.1103/physreva.77.033631 (siehe S. 73)
- [184] P. HOMMELHOFF »Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen« Diss. LMU München, 2002 (siehe S. 73)

- [185] J.-C. JASKULA u. a. »Acoustic Analog to the Dynamical Casimir Effect in a Bose-Einstein Condensate« in: *Physical Review Letters* 109.22 (2012) DOI: 10.1103/physrevlett.109.220401 (siehe S. 73)
- [186] R. CORGIER u. a. »Fast manipulation of Bose-Einstein condensates with an atom chip« in: *New Journal of Physics* 20.5 (2018), S. 055002 DOI: 10.1088/1367-2630/aabdfc
- [187] M. KOTTKE u. a. »Collective excitation of Bose-Einstein condensates in the transition region between three and one dimensions« in: *Physical Review A* 72.5 (2005) DOI: 10.1103/physreva.72.053631 (siehe S. 83)
- [188] K. BONGS u. a. »Waveguide for Bose-Einstein condensates« in: *Physical Review A* 63.3 (2001) DOI: 10.1103/physreva.63.031602 (siehe S. 83)
- [189] D. S. PETROV, G. V. SHLYAPNIKOV & J. T. M. WALRAVEN »Regimes of Quantum Degeneracy in Trapped 1D Gases« in: *Physical Review Letters* 85.18 (2000), S. 3745–3749 DOI: 10.1103/physrevlett.85.3745 (siehe S. 83)
- [190] T. AKATSUKA, T. TAKAHASHI & H. KATORI »Optically guided atom interferometer tuned to magic wavelength« in: *Applied Physics Express* 10.11 (2017), S. 112501 DOI: 10.7567/apex.10.112501 (siehe S. 83, 86, 99, 100)
- [191] S. HARTMANN u. a. »Regimes of atomic diffraction: Raman versus Bragg diffraction in retroreflective geometries« in: *Physical Review A* 101.5 (2020) DOI: 10.1103/physreva.101.053610 (siehe S. 83, 84)
- [192] E. MARÉCHAL u. a. »Longitudinal focusing of an atomic cloud using pulsed magnetic forces« in: *Physical Review A* 59.6 (1999), S. 4636–4640 DOI: 10.1103/physreva.59.4636 (siehe S. 84)
- [193] M. MORINAGA u. a. »Manipulation of Motional Quantum States of Neutral Atoms« in: *Physical Review Letters* 83.20 (1999), S. 4037–4040 DOI: 10.1103/physrevlett.83.4037 (siehe S. 84)
- [194] S. H. MYRSKOG u. a. »Modified “ $\delta$ -kick cooling” using magnetic field gradients« in: *Physical Review A* 61.5 (2000) DOI: 10.1103/physreva.61.053412 (siehe S. 84)
- [195] D. A. SMITH u. a. »Experimental single-impulse magnetic focusing of launched cold atoms« in: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 41.12 (2008), S. 125302 DOI: 10.1088/0953-4075/41/12/125302 (siehe S. 84)
- [196] T. BERRADA »Interferometry with Interacting Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential« Springer International Publishing, 2016 DOI: 10.1007/978-3-319-27233-7 (siehe S. 85, 86, 104, 105)
- [197] J. RUDOLPH u. a. »A high-flux BEC source for mobile atom interferometers« in: *New Journal of Physics* 17.6 (2015), S. 065001 DOI: 10.1088/1367-2630/17/6/065001 (siehe S. 86, 99)

- [198] D. M. FARKAS u. a. »A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose–Einstein condensates« in: *Applied Physics Letters* 96.9 (2010), S. 093102 DOI: 10.1063/1.3327812 (siehe S. 86)
- [199] J.-F. CLÉMENT u. a. »All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation« in: *Physical Review A* 79.6 (2009) DOI: 10.1103/physreva.79.061406
- [200] J. DENSCHLAG, D. CASSETTARI & J. SCHMIEDMAYER »Guiding Neutral Atoms with a Wire« in: *Physical Review Letters* 82.10 (1999), S. 2014–2017 DOI: 10.1103/physrevlett.82.2014 (siehe S. 86)
- [201] M. KEY u. a. »Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide« in: *Physical Review Letters* 84.7 (2000), S. 1371–1373 DOI: 10.1103/physrevlett.84.1371 (siehe S. 86)
- [202] A. E. LEANHARDT u. a. »Propagation of Bose-Einstein Condensates in a Magnetic Waveguide« in: *Physical Review Letters* 89.4 (2002) DOI: 10.1103/physrevlett.89.040401 (siehe S. 86)
- [203] J. DENSCHLAG u. a. »A neutral atom and a wire: towards mesoscopic atom optics« in: *Applied Physics B* 69.4 (1999), S. 291–301 DOI: 10.1007/s003400050809 (siehe S. 86)
- [204] A. TONYUSHKIN & M. PRENTISS »Straight macroscopic magnetic guide for cold atom interferometer« in: *Journal of Applied Physics* 108.9 (2010), S. 094904 DOI: 10.1063/1.3506685 (siehe S. 86)
- [205] Y. SHIN u. a. »Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential« in: *Physical Review Letters* 92.5 (2004) DOI: 10.1103/physrevlett.92.050405 (siehe S. 86)
- [206] O. GARCIA u. a. »Bose-Einstein-condensate interferometer with macroscopic arm separation« in: *Physical Review A* 74.3 (2006) DOI: 10.1103/physreva.74.031601 (siehe S. 86)
- [207] E. J. SU, S. WU & M. G. PRENTISS »Atom interferometry using wave packets with constant spatial displacements« in: *Physical Review A* 81.4 (2010) DOI: 10.1103/physreva.81.043631 (siehe S. 86)
- [208] J. KÜBER, F. SCHMALTZ & G. BIRKL »Experimental realization of double Bragg diffraction: robust beamsplitters, mirrors, and interferometers for Bose-Einstein condensates« in: *ArXiv* (2016) arXiv: 1603.08826v1 [cond-mat.quant-gas] (siehe S. 86, 99, 100, 102)
- [209] G. SPAGNOLLI u. a. »Crossing Over from Attractive to Repulsive Interactions in a Tunneling Bosonic Josephson Junction« in: *Physical Review Letters* 118.23 (2017) DOI: 10.1103/physrevlett.118.230403 (siehe S. 86, 104, 105)
- [210] A. TRENKWALDER u. a. »Quantum phase transitions with parity-symmetry breaking and hysteresis« in: *Nature Physics* 12.9 (2016), S. 826–829 DOI: 10.1038/nphys3743 (siehe S. 86, 104)

- [211] T. SCHUMM u. a. »Atom chips in the real world: the effects of wire corrugation« in: *The European Physical Journal D* 32.2 (2005), S. 171–180 DOI: 10.1140/epjd/e2005-00016-x (siehe S. 86)
- [212] A. E. LEANHARDT u. a. »Bose-Einstein Condensates near a Microfabricated Surface« in: *Physical Review Letters* 90.10 (2003) DOI: 10.1103/physrevlett.90.100404 (siehe S. 86)
- [213] G. D. MCDONALD »Cold Atom Interferometry in Optical Potentials« phdThesis Australian National University, 2015 (siehe S. 86)
- [214] J. FORTÁGH u. a. »Surface effects in magnetic microtraps« in: *Physical Review A* 66.4 (2002) DOI: 10.1103/physreva.66.041604 (siehe S. 86)
- [215] J.-B. TREBBIA u. a. »Roughness Suppression via Rapid Current Modulation on an Atom Chip« in: *Physical Review Letters* 98.26 (2007) DOI: 10.1103/physrevlett.98.263201 (siehe S. 86)
- [216] I. BOUCHOULE, J.-B. TREBBIA & C. L. G. ALZAR »Limitations of the modulation method to smooth wire-guide roughness« in: *Physical Review A* 77.2 (2008) DOI: 10.1103/physreva.77.023624 (siehe S. 86)
- [217] G. E. MARTI, R. OLF & D. M. STAMPER-KURN »Collective excitation interferometry with a toroidal Bose-Einstein condensate« in: *Physical Review A* 91.1 (2015) DOI: 10.1103/physreva.91.013602 (siehe S. 86)
- [218] T. LÉVÈQUE u. a. »Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique« in: *Physical Review Letters* 103.8 (2009) DOI: 10.1103/physrevlett.103.080405 (siehe S. 87)
- [219] H. AHLERS u. a. »Double Bragg Interferometry« in: *Physical Review Letters* 116.17 (2016) DOI: 10.1103/physrevlett.116.173601 (siehe S. 87, 91–93, 99)
- [220] E. GIESE u. a. »Double Bragg diffraction: A tool for atom optics« in: *Physical Review A* 88.5 (2013) DOI: 10.1103/physreva.88.053608
- [221] N. F. RAMSEY »A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields« in: *Physical Review* 78.6 (1950), S. 695–699 DOI: 10.1103/physrev.78.695 (siehe S. 88)
- [222] B. KÄFERSTEIN »3D-Verformungsmessungen auf 10 nm genau - Grundlagen und Anwendungsbeispiele der Speckle-Interferometrie« in: *imw TU-Claustahl Institutsmitteilung* (1998) (siehe S. 97)
- [223] E. O. ILO-OKEKE & A. A. ZOZULYA »Atomic population distribution in the output ports of cold-atom interferometers with optical splitting and recombination« in: *Physical Review A* 82.5 (2010) DOI: 10.1103/physreva.82.053603 (siehe S. 99)
- [224] L. L. RICHARDSON »Inertial Noise Post-Correction in Atom Interferometers Measuring the Local Gravitational Acceleration« PhD Thesis IQ Universität Hannover, 2019
- [225] K. KRZYŻANOWSKA u. a. »Matter Wave Analog of a Fiber-Optic Gyroscope«. (2022) DOI: 10.48550/ARXIV.2201.12461 (siehe S. 99, 100, 102, 103)

- [226] H. KIM u. a. »One second interrogation time in a 200 round-trip waveguide atom interferometer«. (2022) DOI: 10.48550/ARXIV.2201.11888 (siehe S. 99, 100, 102)
- [227] R. CORGIER u. a. »Delta-Kick Squeezing« in: *Physical Review Letters* 127.18 (2021) DOI: 10.1103/physrevlett.127.183401 (siehe S. 102)
- [228] K. STOLZENBERG »Realisation of a Phase Stabilised Laser System for the Manipulation of Quantum Degenerate Gases« Masterarbeit IQ Universität Hannover, 2018 (siehe S. 117)
- [229] K. RÜSELER »Aufbau und Charakterisierung eines Ramanlasersystems zur Kohärenten Manipulation Quantenentarteter Gase« Bachelorarbeit IQ Universität Hannover, 2014 (siehe S. 118)
- [230] W. KOHN »Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas« in: *Physical Review* 123.4 (1961), S. 1242–1244 DOI: 10.1103/physrev.123.1242 (siehe S. 119)
- [231] M. SCHERER »Nichtklassische Zustände in Spinor-Bose-Einstein-Kondensaten« Diss. Leibniz Universität Hannover, 2011 (siehe S. 120)
- [232] D. M. FARKAS, E. A. SALIM & J. RAMIREZ-SERRANO »Production of Rubidium Bose-Einstein Condensates at a 1 Hz Rate« in: *arXiv* (2014) arXiv: 1403.4641v2 [physics.atom-ph] (siehe S. 122)
- [233] R. DUBESSY u. a. »Imaging the collective excitations of an ultracold gas using statistical correlations« in: *New Journal of Physics* 16.12 (2014), S. 122001 DOI: 10.1088/1367-2630/16/12/122001 (siehe S. 122)
- [234] I. T. JOLLIFFE »Principal Component Analysis« Springer-Verlag, 2002 DOI: 10.1007/b98835 (siehe S. 122)



---

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Schematische Darstellung der geführten Atominterferometrie . . . . .	5
2.1.	CAD-Schnittbild des Experimentaufbaus. . . . .	8
2.2.	Detailansicht der LVIS . . . . .	9
2.3.	Lasersystem zur Kühlung und Detektion der Atome . . . . .	13
2.4.	Übersicht der im Experiment verwendeten Laserfrequenzen . . . . .	14
2.5.	Schematische Darstellung der Regelschleifen zur Phasenstabilisierung . . . . .	15
2.6.	Bragg/ Raman- Lasersystem . . . . .	16
2.7.	Spektrale Rauschdichte der Phasenstabilisierung der Interferometrielaser . . . . .	17
2.8.	Aufbau der Spulenpaare zur Kompensation magnetischer Felder . . . . .	17
2.9.	Abhängigkeit des Magnetfeldes von der Spulengeometrie . . . . .	18
2.10.	Regelungselektronik zur Kompensation magnetischer Felder . . . . .	20
2.11.	Übersicht der B-feldkonfigurationen im Experiment . . . . .	22
2.12.	Schaltverhalten der Hauptspulen . . . . .	23
2.13.	Darstellung der Erzeugung der Mikrowellenstrahlung . . . . .	24
2.14.	Schaltverhalten der Mikrowellenquelle . . . . .	25
2.15.	Phasenrauschdichte des Mikrowellenaufbaus . . . . .	26
2.16.	Schnittbild der Mikrowellenantenne. . . . .	27
2.17.	Aufbau zur horizontalen Absorptionsdetektion . . . . .	29
2.18.	Bestimmung der Absorptionsebene der Detektion . . . . .	30
2.19.	Aufbau der Fluoreszenzdetektion . . . . .	30
2.20.	Schematische Darstellung der computergestützten Experimentsteuerung. . . . .	32
2.21.	GUI zur Experimentsteuerung . . . . .	33
2.22.	Signalverteilung im LabVIEW-Code . . . . .	34
2.23.	1D Einfangwahrscheinlichkeit der ODT . . . . .	35
2.24.	Aufbau der optischen Dipolfalle . . . . .	36
3.1.	Übersicht des Experimentzyklus . . . . .	40
3.2.	Geschwindigkeitsverteilung der LVIS . . . . .	41
3.3.	MOT Ladekurve und Lebensdauer . . . . .	43
3.4.	Fluoreszenzaufnahme der MOT bei der Kompression . . . . .	43
3.5.	Darstellung der optischen Zustandspräparation auf dem D2-Übergang . . . . .	45
3.6.	Bestimmung der optimalen Dauer der optischen Zustandspräparation . . . . .	45
3.7.	Prinzip der Mikrowellenevaporation in der Magnetfalle . . . . .	49
3.8.	Ensemble- und Experimentparameter bei der Mikrowellenevaporation . . . . .	50
3.9.	Majorana-Verluste und $1/e$ -Lebensdauer in der Magnetfalle . . . . .	51
3.10.	AC-Stark-Verschiebung und Fallenpotential der ODT . . . . .	53
3.11.	Absorptions- und Fluoreszenzaufnahmen des Beladens der ODT . . . . .	54
3.12.	Simulation der Beladesequenz der ODT . . . . .	55
3.13.	Atomzahl in Abh. der räumlichen Ausrichtung der ODT und Beladedauer . . . . .	56

3.14.	Simulation des ODT-Fallenpotentials und -tiefe während der Evaporation . . . .	57
3.15.	Phasenraumdichte in Abh. der Teilchenzahl während der Evaporation . . . . .	58
3.16.	Phasenübergang vom thermischen in das quantenentartete Regime . . . . .	59
3.17.	Verhältnis $N_0/N$ des kondensierten Anteils und Stabilität der Atomzahl . . . .	60
3.18.	Freifallzeitmessungen thermischer und quantenentarteter Ensemble . . . . .	61
3.19.	Darstellung der Zustandspräparation mittels Mikrowellenstrahlung . . . . .	61
3.20.	Zustandsabhängige Lebensdauer des BEC in der ODT . . . . .	62
3.21.	Zeitliche Abfolge der Mikrowellenpulse zur Zustandspräparation . . . . .	63
4.1.	Fallenfrequenz und Leistung der optimalen Transferrampe . . . . .	67
4.2.	Oszillationsform in Abhängigkeit der Amplitude . . . . .	68
4.3.	Darstellung und Fallenfrequenz beim Transfer in den optischen Wellenleiter .	70
4.4.	Darstellung der Quadrupoloszillation im Wellenleiter . . . . .	70
4.5.	Amplitude der Quadrupoloszillation in Abh. der Zeit und Umladedauer . . . .	71
4.6.	Vergleich der Fallenfreq. symmetrischer und asymmetrischer Evaporation . . .	72
4.7.	Quadrupoloszillation im Wellenleiter in Abh. der Evaporation . . . . .	72
4.8.	Fragmentierung des BECs im Wellenleiter . . . . .	73
4.9.	Fallenfrequenzenverhältnis während der Kompression und Dekompression . .	74
4.10.	Ensemblegröße und der Ausbreitungsgeschw. in Abh. der Dauer $T_1$ . . . . .	75
4.11.	Dynamik des Ensembles während der Kompression $T_1 = 150$ ms . . . . .	76
4.12.	Oszillationsamplitude in Abh. der Kompressionsdauer $T_1$ . . . . .	76
4.13.	Simulierte Ensemblegröße $\lambda(T_3)$ und Ausbreitungsgeschwindigkeit . . . . .	77
4.14.	Ensemblegröße und Ausbreitungsgeschwindigkeit für $T_3 = 200$ s . . . . .	77
4.15.	Oszillationsamplitude in Abh. der Dekompressionsdauer $T_3$ . . . . .	78
4.16.	Oszillationsamplitude in Abh. der Ensemblegröße nach der Dekompression . .	78
4.17.	Oszillationsamplitude in Abh. der Oszillationsphase . . . . .	79
4.18.	Entwicklung der Ensemblegröße während der Kollimation . . . . .	79
4.19.	Oszillationsamplitude in Abh. der Kollimationsdauer und Strahlleistung . . .	80
4.20.	Quadrupolamplitude in Abh. der Kollimationsdauer . . . . .	81
4.21.	Vergl. Experiment und Simulation: Amplitude in Abh. der Kollimationsdauer .	82
4.22.	Optimale Delta-Kick Manipulation Wellenleiter . . . . .	83
4.23.	Entwicklung des Ensembles im Wellenleiter nach der Kollimation . . . . .	84
5.1.	Geführtes Atominterferometer . . . . .	85
5.2.	Schematische Darstellung Bragg . . . . .	87
5.3.	Mach-Zehnder Interferometer . . . . .	88
5.4.	Anordnung Interferometrie & Interferometriesequenz . . . . .	90
5.5.	Stabilität Bragg-Licht-Pulse . . . . .	92
5.6.	$\pi$ - und $\pi/2$ -Puls zeitlich aufgelöst . . . . .	93
5.7.	Messung Atominterferometer . . . . .	94
5.8.	AI Kontrast in Abhängigkeit der Atomzahl . . . . .	94
5.9.	Expansionsrate im Wellenleiter . . . . .	95
5.10.	Braggbeugungseffizienz in Abhängigkeit der Expansionsdauer . . . . .	96
5.11.	AI Sichtbarkeitsverlust in Abhängigkeit der Fallenfrequenz . . . . .	97
5.12.	Impulsverlust im Wellenleiter . . . . .	98

---

6.1.	Aufbau Hybrid Interferometer . . . . .	103
6.2.	Hybrid AI vs. Guided AI . . . . .	104
6.3.	Multiachsen AI mit gefangenen Atomen . . . . .	105
6.4.	Strahlteilertechniken der AI mit gefangenen Atomen . . . . .	105
A.1.	Signalverteilung im Labor . . . . .	109
A.2.	Layout der Optokopplerschaltung . . . . .	110
A.3.	LabView Experimentsteuerung. . . . .	111
A.4.	Logikschaltung der Hauptspulen und Relaisboard . . . . .	116
A.5.	Aufbaus zur Messung von Schaltgeschw. von Mikrowellensignalen . . . . .	116
A.6.	Ref. Lasermodul und stabilisierungselektronik . . . . .	117
A.7.	Aufbau des Gittermonochromators zur Reduktion des ASEs . . . . .	118
A.8.	Aufbau zeitlich gemittelter Potentiale . . . . .	118
A.9.	Messung der Fallenfrequenzen der ODT . . . . .	120
A.10.	Lebensdauer und Schwerpunktsbewegung im Wellenleiter . . . . .	121
A.11.	Lebensdauer des Ensembles im Wellenleiterpotential . . . . .	121
A.12.	PCA der Datensätze mit und ohne "Delta-Kick"-Kollimation . . . . .	122
A.13.	2-Photon Rabi-Oszillation . . . . .	123
A.14.	Freifall-Interferometer . . . . .	125
A.15.	Vergleich Gaußpuls und Boxpuls . . . . .	125
A.16.	Maximaldichte im BEC . . . . .	126
A.17.	Daten zum größenabhängigen Kontrastverlust . . . . .	126
A.18.	Dichteverlauf im Interferometer . . . . .	127
A.19.	Dichteverteilung nach der Strahlteilung . . . . .	127
A.20.	Dämpfungsrate Sichtbarkeit in Abh. der Größe und Geschwindigkeit . . . . .	128



---

# Tabellenverzeichnis

2.1. Die berechnete Druckverteilung und Pumpleistung im Vakuumsystem [78]. . . . .	9
2.2. Übersicht der Verlustleistung der wassergekühlten Komponenten. . . . .	11
2.3. Übersicht der Strahlleistungen und -durchmesser. . . . .	14
2.4. Kenndaten der Kompensations- und Quantisierungsspulen . . . . .	19
2.5. Logiktable für die Spulenschaltung . . . . .	22
2.6. Strahlparameter der ODT und des optischen Linsenpotentials . . . . .	37
3.1. Übersicht der Strahlparameter der optischen Dipolfallenstrahlen. . . . .	54
3.2. Mikrowellenfrequenzen und Pulsdauern für die Zustandspräparation . . . . .	62
4.1. Übersicht der verwendeten Parameter in der Simulation. . . . .	81

## DANKSAGUNG

Die Experimentalphysik im Bereich der Quantenoptik ist dominiert von der Freude und dem Leid das kalte Atome täglich für einen bereit halten. Zum Glück bietet das Institut für Quantenoptik (IQ) die Kollegialität und Hilfsbereitschaft um auch die "schwierigen Phasen" mit den Atomen zu überstehen und die guten Zeiten gebührend zu feiern. In Zeiten, in denen das Experiment Probleme bereitete, konnte ich mich hier immer auf die Unterstützung, das Wissen und die Erfahrung vieler Freunde und Kollegen verlassen. All Jenen, die mich persönlich und wissenschaftlich geprägt und begleitet haben, möchte ich im Folgenden danken.

Zuallererst möchte ich mich bei Ernst Rasel für die Betreuung meiner Arbeit und das in mich gesetzte Vertrauen bedanken. Vielen Dank, dass ich beginnend als Hiwi über die Diplomarbeit bis zur Promotion ein Teil Deines Teams sein durfte. Gerade wenn es mal holprig wurde und das Experiment nicht wie gewollt funktionierte stand deine Tür immer offen, um mit Deinem Wissen zu helfen. Nicht weniger danke ich Dennis Schlippert, dessen Gruppe ich im Rahmen des QuIS-g Projekts beigetreten bin. Deine sehr strukturierte Teamführung, dein Engagement und dein Wissen schaffen ein sehr angenehmes und konstruktives Umfeld, in dem ich immer gerne gearbeitet habe.

Ein großer Dank geht an die anderen Doktoranden mit denen ich während der Jahre am Institut zusammengearbeitet habe. Danke Felix für die angenehme Zusammenarbeit während der ersten Jahre dieser Arbeit. Deine ruhige, optimistische Art half mir sehr die Freude am Experiment auch in stressigen Zeiten zu behalten. Mit dem Start von QuIS-g haben Knut und Alex ihre Doktorarbeiten am Qport- und Atlas Experiment begonnen. Die Arbeit, das Diskutieren möglicher Lösungen und generell der Alltag im Labor, haben mir immer sehr viel Spaß mit euch gemacht. Gerade mit der Einstellung: "Das ist doch noch gut, lass mal einfach probieren" hast du - Knut - mir sehr geholfen.

Ein großer Dank geht an alle Studierenden, die während ihrer Hiwi-Tätigkeiten, Bachelor- oder Masterarbeiten an dem Erfolg des Experiments mitgewirkt haben: Mark Wielitzka, Hendrik Heine, Jan-Niclas Siemß, Karoline Rüsseler, Franz Harke, Hemmat Djamali, Michael Schmidt, Robin Corgier, Michael Rabinovic und Hannah Paltzer.

Für die Hilfe bei allen administrativen Aufgaben und formalen Fragen möchte ich mich herzlich für die Hilfe des Sekretariats bedanken: Stephanie Kaisik und Bianca Thiel. Mein besonderer Dank gilt Anne-Dore Göldner-Pauer und Birgit Ohlendorf die immer, wenn es wichtig war mit Rat, Tat und den richtigen Worten geholfen haben.

Da ein Experiment wie Qport nicht ohne Elektronik funktioniert bin ich dankbar, dass Kai-Martin Knaak als Experte der Analogelektronik und Thijs Wendrich als Koryphäe der Digitalelektronik bei Fragen immer ein offenes Ohr für mich hatten.

Desweiteren gilt der Werkstatt im IQ ein großer Dank. Ohne eure Hingabe zur Präzision beim Bauen der Vakuumkammern und Optomechaniken wären Experimente, wie das unsere nicht realisierbar.

Für die Hilfe bei Fragen zur Theorie danke ich ganz herzlich Naceur Gaaloul und Robin Corgier. Viele gute Ideen und Lösungsansätze entstehen bekanntlich während der Kaffeepausen und den Diskussionen im Balkonzimmer. Für die schöne Zeit im IQ, die Freundschaften und die oft konstruktiven Diskussionen danke ich: Ali, Alex, Dennis, Dominika, Doro, Henning, Holger, Klaus, Knut, Mouine, Naceur, Papos, Steffen, Waldemar, Wolle und vor allem Torben und Baptist.

Danke an Luis Santos, der den Vorsitz meiner Disputation übernommen hat und danke an Enno Giese für die Begutachtung dieser Dissertation.

Insbesondere möchte ich mich bei meiner Familie Almut, Sophie und Laura sowie bei meinen Eltern Sabine und Gert für ihre Unterstützung bedanken. Ihr habt mich immer uneingeschränkt unterstützt und wieder aufgebaut, wenn es mal nicht so lief wie es sollte. Danke!

